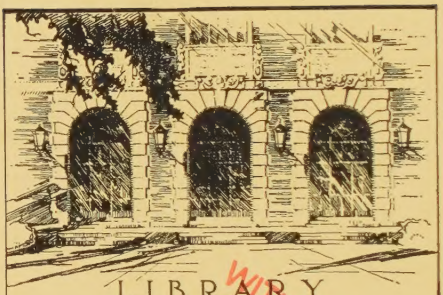


LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY
OF ILLINOIS
537.1
G27e2
COP.2

WITHDRAWN
UNIVERSITY OF ILLINOIS
LIBRARY

ENGINEERING

Return this book on or before the
Latest Date stamped below.

Theft, mutilation, and underlining of books are reasons for disciplinary action and may result in dismissal from the University.

University of Illinois Library

ENGINEERING

JAN 21 1965

MAR 18 1968

L161—O-1096

Digitized by the Internet Archive
in 2025

https://archive.org/details/elektromagnetisc0000unse

DIE WISSENSCHAFT

Sammlung von Einzeldarstellungen aus den Gebieten der Naturwissenschaft und der Technik.

Herausgegeben von Prof. Dr. EILHARD WIEDEMANN

BAND 6

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen

Von

Dr. Josef Geitler

o. Universitätsprofessor

Zweite vermehrte Auflage

Mit 113 Abbildungen

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn

1921

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen

Von

Dr. Josef Geitler
o. Universitätsprofessor

Zweite vermehrte Auflage

Mit 113 Abbildungen

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn
1921

Alle Rechte vorbehalten

Copyright, 1921, by Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, Germany.

ENGINEERING LIBRARY

Vorwort zur ersten Auflage.

In der Voranzeige der Monographiensammlung „Die Wissenschaft“ hatte der Verlag unter anderem den Grundsatz aufgestellt: „Die Behandlung des Stoffes soll populär, aber nicht im gewöhnlichen Sinne des Wortes sein, indem nicht nur die allgemein interessanten Resultate mitgeteilt werden, sondern auch die experimentellen und theoretischen Wege, auf denen sie gefunden wurden.“

Ich habe mich bemüht, in der vorliegenden Schrift diesem Leitgedanken zu folgen. Niemand wird aber die besonderen Schwierigkeiten verkennen, die der populären Darstellung wissenschaftlicher Lehren entgegenstehen. Vor allem ist der Mangel an einheitlicher Vorbildung des Hörer- oder Leserkreises erschwerend; denn der Autor kommt dadurch in die Zwangslage, dem einen zu viel, dem andern zu wenig sagen zu müssen, und es daher keinem ganz recht machen zu können. Wohl habe ich danach gestrebt, den Gegenstand unter möglichst einheitlichen Gesichtspunkten vorzutragen. Wenn es mir trotzdem nicht gelungen ist, Ungleichmäßigkeiten in der Behandlung der verschiedenen Abschnitte zu vermeiden, so bitte ich, neben dem eben erwähnten Umstande den Widerstreit in Erwägung zu ziehen, den Michael Faraday so treffend mit den folgenden Worten gekennzeichnet hat: „Lectures which really teach will never be popular. Lectures which are popular will never really teach.“ (Life and letters of Faraday, by Bence Jones, vol. II, p. 228.)

Dem vorgesteckten Ziele entsprechend konnte die Literatur natürlich nicht mit jener Vollständigkeit verwertet oder auch nur zitiert werden, die in einem Hand- oder

513286

Lehrbuche desselben Gegenstandes Pflicht gewesen wäre. Doch hoffe ich sehr, bei der getroffenen Auswahl keine berechtigten Ansprüche verletzt zu haben.

Herr Dr. R. v. Hasslinger unterzog sich in freundlicher Weise der Mühe, bei der Korrektur mitzuhelfen, wofür ich ihm aufrichtig verbunden bin[1]). Auch kann ich es mir nicht versagen, der geehrten Verlagsfirma für ihr mir in jeder Richtung bewiesenes Entgegenkommen den besten Dank auszusprechen.

Prag, im Juni 1905.

Der Verfasser.

Vorwort zur zweiten Auflage.

Im Jahre 1914 sollte an die Herausgabe einer zweiten Auflage dieser Schrift herangetreten werden. Die Teilnahme am Kriege, die, wie es zunächst schien, zeitliche und wegen der Rumänisierung der Universität Czernowitz schließlich notwendig gewordene dauernde Loslösung von meiner damaligen Arbeitsstätte zwangen mich, das Unternehmen zu verschieben. Die derart entstandene Verzögerung bringt es mit sich, daß den seit der ersten Auflage, insbesondere auch während des Krieges gezeitigten gewaltigen Umwälzungen und Fortschritten der theoretischen und experimentellen Physik — soweit sie das hier behandelte Gebiet berühren — Rechnung getragen werden konnte. Die mir hier vollkommen unzugängliche fremdsprachige Literatur seit 1914 mußte, mit

[1]) R. v. Hasslinger ist am 26. Juli 1908 durch ein Bootsunglück der Wissenschaft allzu früh entrissen worden. [Nachruf in der naturw. Zeitschrift „Lotos“ (Prag), Bd. 57, Heft 7.]

verschwindenden Ausnahmen, leider unberücksichtigt bleiben. Im übrigen leiteten mich bei der Bearbeitung des Stoffes auch diesmal dieselben Gesichtspunkte, die ich im Vorworte zur ersten Auflage angedeutet habe.

Meine Freunde, die Herren Univ.-Prof. Dr. M. Radaković (Graz) und Univ.-Prof. Dr. A. Rubinowicz (Laibach) haben mich teils bei der schärferen Fassung einiger Textstellen, teils durch mehrere wertvolle Literaturnachweise, Fräulein Dr. E. Norst (Wien) durch das Lesen einer vollständigen Korrektur in liebenswürdigster Weise unterstützt, wofür ich ihnen auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank ausspreche.

Graz, am 1. Juli 1921.

Der Verfasser.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Vorwort zur 1. Auflage V
Vorwort zur 2. Auflage VI
Inhaltsverzeichnis VIII
Einleitung 1

I. Hauptstück.

Theorie der Fernwirkungen 2
Isaac Newton 2

II. Hauptstück.

Theorie der vermittelten Fernwirkungen 8
I. Abschnitt 8
Michael Faraday 8
Das magnetische Feld 9
Das elektrische Feld 12
Der elektrische Strom 24
a) Leitungsstrom 24
b) Ströme, hervorgebracht durch mechanisch bewegte elektrische Ladungen 29
c) Verschiebungsstrom 30
Das elektromagnetische Feld 31
Die Induktionserscheinungen 41
Die Erscheinungen der Selbstinduktion 45
Elektrische Schwingungen 47
Einige Grundbegriffe aus der Lehre von den Schwingungen . 53
II. Abschnitt 61
James Clerk Maxwell 61
Die kritische Geschwindigkeit 69
Elektromagnetische Lichttheorie 72
III. Abschnitt 79
Heinrich Rudolf Hertz 79
IV. Abschnitt 111
Die weitere Entwickelung 111
I. Die elektromagnetischen Wellen und die Optik 111
a) Die Grenzen des elektromagnetischen Spektrums 111
b) Theoretische Bemerkungen 116

Seite

c) Die Untersuchung der Strahlung des Hertzschen Erregers 121
d) Die Strahlung gekoppelter Erreger 127
e) Nachahmung optischer Versuche mit Hertzschen Wellen 133
1. Brechung, Interferenz, Polarisation, Doppelbrechung, Beugung 133
2. Zerstreuung (Dispersion), Verschluckung (Absorption) . 135
f) Optische Gegenstücke zu Versuchen mit Hertzschen Wellen 142
II. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Strahlung 146
1. Die Energiewanderung 146
2. Freie Wellen (Raumwellen) 148
3. Geführte oder gebundene Wellen 149
a) Die Wellen an einem geradlinigen zylindrischen Leiter 150
b) Gebundene Wellen mit doppelter Führung 154
c) Die Wellen an „dielektrischen Drähten“ 159
d) Die Ausbreitung der Strahlung in der drahtlosen Telegraphie 162
4. Das Verhalten der Leiter gegenüber der elektromagnetischen Strahlung 166
a) Das Verschluckungs- (Absorptions-) Vermögen der Metalle 167
Das Joulesche Dekrement 169
Das Hertzsche Dekrement 171
b) Das Auslöschungs- und Strahlungsvermögen der Metalle (Extinktion und Emission) 174
III. Verfahren zur Erzeugung und Beobachtung elektromagnetischer Wellen 181
A. Theorie der Schwingungserzeugung 182
B. Erzeugung elektromagnetischer Wellen 184
1. Schwach gedämpfte Schwingungen 187
2. Ungedämpfte Schwingungen 190
a) Lichtbogenverfahren 190
b) Hochvakuum- (Elektronen-) Röhren (Röhrensender) . 195
c) Hochfrequenzmaschinen 199
d) Frequenzwandler 200
C. Beobachtung elektromagnetischer Schwingungen 202
a) Wärmewirkungen 202
b) Lichtwirkungen und Leitfähigkeit bei elektrischen Entladungen, physiologische Wirkungen 202
c) Veränderliche Widerstände (Kohärer und Gleichrichter) 206
α) Der Kohärer 206
β) Gleichrichter 208
d) Magnetische Wirkungen 215
Namenverzeichnis 216

„Die Menge fragt bei einer jeden neuen bedeutenden Erscheinung, was sie nütze, und sie hat nicht unrecht; denn sie kann bloß durch den Nutzen den Wert einer Sache gewahr werden."

Goethe,
Aphorismen über Naturwissenschaft.

Einleitung.

Die Entdeckung der elektromagnetischen Wellen durch Heinrich Hertz hat zu einem neuen Zweige der angewandten Physik geführt: der drahtlosen Telegraphie. Ihre erstaunlichen Erfolge lenken natürlich die allgemeine Aufmerksamkeit wieder auf die rein physikalischen Tatsachen zurück, die ihr zugrunde liegen.

Es sei aber schon hier ausdrücklich erwähnt, daß nicht praktische, sondern nur rein wissenschaftliche Gesichtspunkte Hertz bei seinen berühmten Versuchen über elektromagnetische Wellen leiteten. Durch sie führte er ebensosehr den unumstößlichen Beweis für die Grundannahmen Faradays, wie für die äußersten Folgerungen, die Maxwell aus diesen in kühner Gedankenfolge zu ziehen gewagt hatte. Daß die Bestätigung der Faraday-Maxwellschen Lehre mehr bedeutet als den bloßen Sieg einer Theorie, indem durch die Hertzsche Entdeckung geradezu die Entscheidung zwischen zwei einander widersprechenden physikalischen Weltanschauungen gefällt wurde, soll im folgenden zu zeigen versucht werden.

„Daß die Gravitation der Materie wesentlich, inhärent und anerschaffen sein sollte, so daß ein Körper auf einen anderen in jeder Entfernung durch den leeren Raum ohne Vermittelung von Etwas wirken könnte, wodurch die Aktion und Kraft von dem einen zum andern geleitet wird, das ist nach meinem Dafürhalten eine so große Absurdität, daß kein Mensch, der in philosophischen Dingen eine genügende Denkfähigkeit hat, darauf verfallen kann." Newton, Brief an Bentley [1]).

Erstes Hauptstück.

Theorie der Fernwirkungen.

Isaac Newton (1643—1727).

Galileo Galilei verdanken wir die Kenntnis des Fallgesetzes der Körper auf der Erde. Newtons unsterbliche Leistung ist es, dieses Gesetz auf die Verhältnisse des Weltraumes ausgedehnt zu haben. Sein Geist erblickte dieselbe Ursache in der Rückkehr des geschleuderten Steines zur Erde, wie in der Bewegung des Mondes um die Erde und der Planeten um die Sonne: die allgemeine Massenanziehung oder Gravitation [2]). Die Tatsachen, um die es sich handelt, kann man in folgender Weise zusammenfassen: Alles verhält sich so, als ob die Körper einander anzuziehen strebten,

[1]) Siehe z. B. Rosenberger, Isaac Newton und seine physikal. Prinzipien, S. 412 (1895).

[2]) (Vgl. S. 110.) Es liegt jenseits der Ziele dieser Darstellung, auf die großartige Entwicklung der Gravitationstheorie einzugehen, die in unseren Tagen von A. Einsteins allgemeiner Relativitätslehre ihren Ausgang genommen hat. Vgl. hierzu A. Einstein, „Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie". Sammlung Vieweg, Heft 38. — H. Weyl, „Raum, Zeit, Materie", 3. Aufl., Berlin, Springer, 1919. — A. Einstein, Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik **4**, 454 (1907); vgl. auch die Gravitationstheorien von G. Jaumann, Wien. Akad. **120** (IIa), 385 (1911); Phys. Zeitschr. **15**, 159 (1914); M. Abraham, Phys. Zeitschr. **13**, 1, 311 (1912); G. Nordström, Phys. Zeitschr. **13**, 1126 (1912); G. Mie, Ann. d. Phys. **40**, 25 (1913).

und als ob die Stärke dieser scheinbaren Anziehung mit dem Produkte ihrer Massen im geraden, mit dem Quadrate ihrer Entfernung im umgekehrten Verhältnisse stände. Um dies darzustellen, führt Newton einen Hilfsbegriff — eine Hypothese — ein und sagt: Zwischen je zwei Massen m_1 und m_2 in der Entfernung r wirkt in der Richtung ihrer Verbindungslinie eine Kraft von der Größe

$$R = \varkappa \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wenn $\varkappa$ eine nur von den zugrunde gelegten Maßeinheiten für Länge, Masse und Zeit abhängige Größe bedeutet.

So fruchtbar nun für die Gestaltung der Theorie die Einführung des vor Newton in diesem Sinne nicht gekannten Kraftbegriffes gewesen ist, so verwirrend hat sie gewirkt, als Newtons Schüler vergaßen, daß Kraft nichts anderes ist als ein Hilfsbegriff, ein Wort, eine Hypothese, um gewisse Erscheinungen bequemer darzustellen. Man gewöhnte sich sogar, darin den Namen für ein wirkliches rätselhaftes Etwas zu erblicken, das die Ursache der Erscheinungen bilden sollte. Und nachdem sich die Klarheit des Begriffes nur erst verwischt hatte, suchte man auch die Erscheinungen anderer Gebiete aus der Wirkung von Fernkräften zu erklären. So wimmelte denn bald die Physik von Kräften der verschiedensten Art: von Gravitations-, elektrischen, magnetischen, Kohäsions-, Adhäsions-, Stoß- und chemischen Kräften. Und noch die Physik unserer Tage ist nicht frei von der unheilvollen Wirkung jenes Irrtums, durch den die Hypothese zur vermeintlichen Wahrheit gestempelt wurde, die nun ihrerseits durch ihre Unbegreiflichkeit den Geist in Verwirrung brachte. Nur so ist es verständlich, daß der Kraft — und zwar zunächst der Kraft der Gravitation — die Fähigkeit zugesprochen wurde, zeitlos den Raum zu überspringen, so daß ein Körper auf einen anderen von ihm entfernten Körper unmittelbar und unvermittelt sollte wirken können.

So trat man im Banne der Fernwirkungstheorie an die Untersuchung der elektrischen und magnetischen Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen heran. Der äußerlichen Ähnlichkeit mit den Gravitationserscheinungen folgend, glaubte man nicht nur die Tatsachen durch elektrische und magnetische Fernkräfte erklären zu können, sondern man war auch gezwungen, besondere elektrische und magnetische Massen (oder Fluida) als Träger der

Kräfte anzunehmen, die ihnen in ähnlicher Weise als Sitz und Angriffspunkt dienen sollten, wie die stofflichen Massen der Gravitationskraft. Diese Fluida entzogen sich nun jedem Versuche, der darauf abzielte, ihr Vorhandensein — etwa mit Hilfe der Wage — unmittelbar nachzuweisen. Man nannte sie daher unwägbare Flüssigkeiten oder Imponderabilien.

Erst der Physik unserer Tage ist es durch die Erforschung der Kathodenstrahlen und der Strahlungen der radioaktiven Stoffe gelungen, zu erweisen, daß es kleinste Teilchen gibt, die man Elektronen nennt, deren jedem auf Grund seines mechanischen Verhaltens eine Masse von rund $^1/_2$ vom Tausend jener eines Wasserstoffatoms zugeschrieben werden muß, und deren jedes sich elektrisch so verhält, als wäre es der Träger einer bestimmten Menge negativer Elektrizität (des sogenannten elektrischen Elementarquantums). Bisher ist kein Versuch bekannt, bei dem sich solche Teilchen im unelektrischen Zustande geoffenbart hätten, alle bekannten Tatsachen dagegen stimmen mit der Annahme überein, daß jene Erscheinungen, die man dem Vorhandensein negativer Elektrizität zuzuschreiben gewohnt ist, an das Vorhandensein solcher Elektronen gebunden sind. Hieraus leitet die Elektronentheorie das Recht ab, die Elektronen als Atome des negativen elektrischen Fluidums zu betrachten. Positive, von der gewöhnlichen Materie losgelöste Elektronen sind dagegen, bisher wenigstens, niemals mit Sicherheit beobachtet worden, kleinere Körper als die Atome der chemischen Elemente haben sich als Träger „positiver elektrischer Elementarquanten“ bisher nie aufzeigen lassen. Ein näheres Eingehen auf die Elektronentheorie, der im Vereine mit A. Einsteins Relativitätstheorie, sowie mit M. Plancks und A. Sommerfelds Lehre von den Energie- und Wirkungsquanten in den letzten Jahren ungeahnte Erfolge beschieden waren, läge weit ab vom Ziele dieser Schrift. Was hierüber für die verfolgten Zwecke zu sagen unvermeidlich ist, wird an den entsprechenden Stellen später erwähnt werden.

Kehren wir nun nach dieser Einschaltung um mehr als ein Jahrhundert zu dem damaligen Punkte der geschichtlichen Entwicklung wieder zurück, so sehen wir um so deutlicher, daß dazumal die Annahme elektrischer und magnetischer Fluida nichts als eine reine Annahme war. Die Bewegungserscheinungen aber, zu deren Erklärung man sie samt den ihnen zugeschriebenen Fern-

kräften erfunden hatte, sind messenden Versuchen leicht zugänglich. Aus diesen konnte man die in Wirksamkeit tretenden Elektrizitäts- und Magnetismusmengen und die Größe ihrer Fernkräfte auf mittelbarem Wege erschließen und damit scheinbar deren Vorhandensein erweisen. Aber auch nur scheinbar: denn eben dies Vorhandensein war ja der Deutung der Versuche selbst als bewiesen gedachte Voraussetzung zugrunde gelegt worden.

Setzt man sich über die gedanklichen Härten hinweg, die schon in den Grundlagen der Fernwirkungstheorie wurzeln, so muß man gestehen, daß die Gesamtheit der zu Beginn des 19. Jahrhunderts bekannten elektrostatischen, magnetischen und elektrodynamischen Kraftwirkungen durch die Fernwirkungstheorie ohne inneren Widerspruch gedeutet werden konnten.

Coulomb (1785 bis 1789) war es geglückt, die von ihm mit Hilfe der Drehwage gemessenen scheinbaren elektrostatischen und magnetischen Anziehungen und Abstoßungen theoretisch auf Kräfte zwischen den einzelnen Teilchen (Elementen) der wirkenden Fluida zurückzuführen. Für die von Oersted (1820) entdeckte Ablenkung der Magnetnadel durch vom elektrischen Strom durchflossene Leiter hatte Laplace[1]) aus den Versuchen von Biot und Savart (1820) ein Elementargesetz der Fernwirkung zwischen Stromelementen und Magnetpolen aufzustellen vermocht. Und Ampère konnte (1823) die von ihm ergründeten Anziehungen und Abstoßungen zwischen stromdurchflossenen Leitern in einer Formel für die Fernkraft zwischen Stromelementen aussprechen, die von Maxwell selbst[2]) als Kardinalformel der Elektrodynamik für alle Zeiten bezeichnet wurde.

Alle diese Gesetze lassen die betreffenden Fernkräfte (R) mit dem Produkte der aufeinander wirkenden Elemente [elektrische Mengen (e), magnetische Mengen (m), Stromelemente] in geradem, mit dem Quadrate ihrer gegenseitigen Entfernung (r) im umgekehrten Verhältnisse stehen, abgesehen von Faktoren ($\varkappa$), deren Werte durch die gewählten Maßeinheiten, bei Stromelementen auch durch deren gegenseitige räumliche Lage bestimmt sind. Die Richtung der Elementarkräfte in Coulombs und Ampères

[1]) Biot, Lehrb. d. Exper. Phys. Deutsch von Fechner **4**, 189 (1829). 2. Aufl.

[2]) Maxwell, Lehrb. d. El. u. d. Magn. Deutsch von B. Weinstein **2**, § 528 (1883).

Gesetzen fällt außerdem in die Verbindungslinie der wirkenden Elemente, so daß die äußerliche Ähnlichkeit mit Newtons Gesetz nicht zu verkennen ist. In Coulombs Gesetzen tritt dies am deutlichsten hervor; hiernach herrscht — unter Benutzung der eben angegebenen Bezeichnungen — zwischen je zwei (punktförmigen) elektrischen Mengen e_1 und e_2 in der Richtung ihrer Verbindungslinie die Fernkraft

$$R_1' = \varkappa_1 \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (2a)$$

und zwischen je zwei magnetischen Mengen m_1 und m_2 die Kraft

$$R_2' = \varkappa_2 \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (3a)$$

Trifft man bezüglich des Maßsystems insbesondere die Bestimmung, daß als Einheit der elektrischen (magnetischen) Menge jene zu gelten habe, die auf eine ihr gleiche in der Einheit der Entfernung (1 cm) die Krafteinheit [1 Dyne[1])] ausübt, so erhalten die unveränderlichen Größen $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ beide den Wert Eins und es wird

im elektrostatischen Maßsystem: $R_1 = \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} \quad \cdots\cdots \quad (2b)$

im magnetischen Maßsystem: $R_2 = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad \cdots\cdots \quad (3b)$

Wie immer man den theoretischen Grundlagen gegenüber stehen mag, von denen aus diese Gleichungen gewonnen wurden, die Kräfte R_1 und R_2 sind wirklich meßbar (z. B. mit Hilfe der Coulombschen Drehwage), wenn sich auch im weiteren Verlaufe der Betrachtung herausstellen sollte, daß nicht Fernwirkungen ihre Ursache bilden; die Elektrizitätsmengen (e) und Magnetismusmengen (Polstärken, m) wären selbst dann ungemein wertvolle Begriffe, deren wir uns mit Vorteil bedienen können, wenn wir zur Erkenntnis gelangen sollten, daß sie ebensowenig Mengen eines wirklichen elektrischen oder magnetischen Fluidums sind, als die Wärmemenge uns heute die Menge eines besonderen Wärmestoffs bedeutet.

Im bisherigen wurde in großen Zügen gezeigt, wie die Fernwirkungstheorie die elektrischen und magnetischen Erscheinungen

[1]) 1 Dyne ist gleich der Kraft, mit der die Erde die Masse von 1,02 mg unter 45° geogr. Br. anzieht.

zu deuten sucht. Trotz größter Vorsicht, ja Voreingenommenheit gegen ihre Grundlagen, ergab sich, daß sie ohne Widerspruch in sich selbst den Tatsachen, zu deren Erklärung sie ersonnen war, in sehr vollkommener Weise angepaßt erscheint; und es muß hinzugefügt werden, daß sie sich auch später noch neuen Tatsachen, wie z. B. der elektrodynamischen Induktion gegenüber, in hohem Grade anpassungs- und leistungsfähig erwiesen hat.

„War der eingeschlagene Weg gleichwohl eine falsche Fährte, so konnte Warnung nur kommen von einem Geiste von großer Frische, der wie von neuem unbefangen den Erscheinungen entgegentrat, der wieder ausging von dem, was er sah, nicht von dem, was er gehört, gelernt, gelesen hatte. Ein solcher Geist war Faraday[1]).“

[1]) H. Hertz, Ges. Werke 1, 342.

„Die wahren Weisen fragen, wie sich die Sache verhalte in sich selbst und zu anderen Dingen, unbekümmert um den Nutzen, d. h. um die Anwendung auf das Bekannte und zum Leben Notwendige, welche ganz andere Geister, scharfsinnige, lebenslustige, technisch geübte und gewandte, schon finden werden."

Goethe, Aphorismen.

Zweites Hauptstück.

Theorie der vermittelten Fernwirkung.

I. Abschnitt.

Michael Faraday (1791—1867).

Es ist eine schon fast zum Gemeinplatz gewordene Wahrheit, daß alle Naturerkenntnis nur auf dem Wege der sinnlichen Erfahrung gewonnen werden kann. Was man dann Erklärung der Erscheinungen zu nennen pflegt, ist im Grunde nichts anderes, als deren möglichst vollständige und einfache Beschreibung[1]). Um diese richtig liefern zu können, muß vorhergehen, was Mach so treffend Anpassung der Gedanken an die Tatsachen genannt hat[2]). Oder wie Hertz[3]) es ausspricht: „Wir machen uns Scheinbilder oder Symbole (Vorstellungen) der äußeren Gegenstände, und zwar machen wir sie von solcher Art, daß die denknotwendigen Folgen der Bilder stets wieder Bilder seien von den naturnotwendigen Folgen der abgebildeten Gegenstände." Bis zu welchem Grade dies gelingt, hängt in erster Reihe davon ab, in welchem Maße die Tatsachen der Beobachtung durch die Sinne zugänglich sind. Selbst dort, wo dies in vollkommener Weise der Fall ist, wird das Bild den Stempel der Persönlichkeit desjenigen tragen, der es entworfen hat; um so mehr dann, wenn die Grenzen unserer Sinne dazu zwingen, unmittelbar nicht wahrnehmbare Züge der

[1]) G. Kirchhoff, Mechanik, 1. Vorl.
[2]) E. Mach, Mechanik, 5. Aufl., S. 6.
[3]) H. Hertz, Mechanik, S. 1.

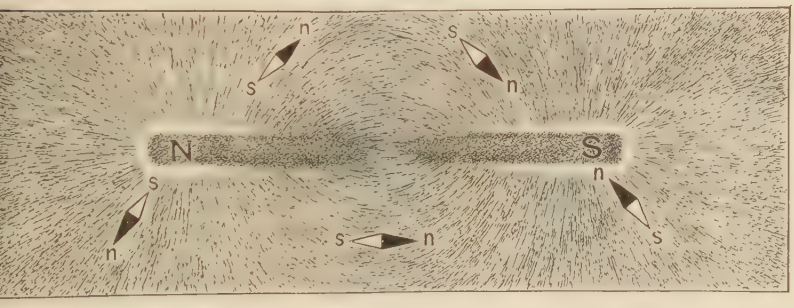
Erscheinungen aus der Phantasie im Bilde zu ergänzen. So werden denn recht verschiedene Bilder desselben Gegenstandes entstehen können; man wird sich aber für jenes entscheiden, dessen Folgerungen mit der Erfahrung am vollkommensten übereinstimmen.

In besonderer Weise gilt das Gesagte von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen. Das Bild, das die Fernwirkungstheorie von diesem Gebiete entwirft, ist auf den vorangehenden Seiten beschrieben worden. Es soll nun versucht werden, zu zeigen, wie sich dieselben Dinge in Faradays Geiste gespiegelt haben.

Das magnetische Feld.

Der Zufall wohl hat Faraday zur Zeit, da er noch als Buchbindergeselle die Werke, die er einband, auch las, Eulers Briefe

Abb. 1.



an eine deutsche Prinzessin in die Hände gespielt; aus ihnen mag er den ersten Anstoß erhalten haben, die merkwürdigen Linien, in denen sich Eisenfeile in der Nähe von Magneten ordnet, zum Gegenstande seines Nachdenkens zu machen [1]).

Eine um ihren Schwerpunkt drehbare kleine Magnetnadel an verschiedene Orte der Umgebung des Magnets (NS) gebracht (Abb. 1), stellt sich stets so ein, daß ihre magnetische Achse (ns) Tangente zu der betreffenden magnetischen Linie ist. Die Richtung der magnetischen Achse der Nadel, vom Südpol gegen den Nordpol der Nadel gerechnet, gibt die Richtung der magnetischen Kraft

[1]) V. Bjerknes, Gedächtnisrede auf C. A. Bjerknes, S. 21. Leipzig, J. A. Barth, 1904.

am Orte der Nadel an. Die Richtung der magnetischen Kraft ist also in jedem Punkte durch die in dem angegebenen Sinne genommene Richtung der den betreffenden Punkt durchsetzenden Linie, der magnetischen Kraftlinie, bestimmt.

Sind nun diese Kraftlinien nichts als die geometrischen Resultanten der in den Magnetpolen lauernden Fernkräfte? Ist nicht vielmehr der ganze, den Magnet umgebende Raum — sein „Feld“ — in einen eigentümlichen Zwangszustand versetzt, dessen Verteilung eben durch den Verlauf der Kraftlinien bezeichnet ist? Spielt nicht das Eisenpulver hier nur eine ähnliche Rolle, wie der Staub in der Luft, der uns den sonst unsichtbaren Gang der Sonnenstrahlen erkennen läßt? Und wenn wir diese letzten Fragen bejahen, dürfen wir dann noch länger das Verhalten der Magnetnadel auf Fernkräfte zurückführen wollen? Oder müssen wir es nur aus dem veränderten Zustande des Raumes in ihrer unmittelbarsten Umgebung zu erklären suchen? Tun wir dies, so müssen wir folgerichtig schließen, daß auch der Zustand selbst an jedem Punkte des Feldes allein durch den seiner nächsten Nachbarschaft bestimmt ist. So kommen wir weiter zu der Auffassung, daß bei Herstellung des Magnets der Zwangszustand nicht plötzlich, wie mit einem Schlage, im ganzen Felde mitentstanden ist, sondern daß er vom Magnet aus, Punkt nach Punkt erfassend, sich ausgebildet hat. Eine erste Lebensfrage der Faradayschen Theorie, die sich uns daher jetzt schon aufdrängt, nämlich die Frage nach der Geschwindigkeit dieser Ausbreitung, soll hier zwar aufgeworfen, doch ihre Beantwortung einer späteren Stelle vorbehalten werden (S. 68).

Eine weitere Frage, die nach dem Wesen des magnetischen Zwangszustandes, soll aber schon deshalb weder jetzt noch später erörtert werden, um das Bild nicht durch Heranziehung mehr oder weniger unwahrscheinlicher und dabei unnötiger Annahmen zu verzerren.

Ist wirklich ein Zwangszustand im Felde Ursache der darin beobachteten Vorgänge, so liegt die Annahme nahe, daß die Natur des Stoffes, der das Feld erfüllt, auf die Stärke der auftretenden Erscheinungen von entscheidendem Einflusse sein müsse. Die Erfahrung bestätigt diese Folgerung. Die Beschreibung der verschiedenen Untersuchungsverfahren würde zu weit führen. Ihr Ergebnis aber sei an der Hand eines nur gedachten Versuches

— eines sogenannten Gedankenexperimentes — erläutert: Der Magnet NS (Abb. 1) werde nacheinander in Wismut, Vakuum, Sauerstoff und Eisen eingebettet. In jedem dieser Fälle werde, als Maß des Zwangszustandes, die Kraft bestimmt, mit der dieselbe Probenadel ns an immer demselben, übrigens beliebigen Orte des Feldes in ihre Ruhelage getrieben wird. Die Kraft im leeren Raume (Vakuum) als Einheit genommen, verhalten sich dann die Kräfte im

Wismut,	leer. Raum,	Sauerstoff,	Eisen etwa wie
1,000 17	: 1 :	0,999 998 5	: 0,0004

Das Verhältnis μ der Kraft im leeren Raume zu der in einem anderen felderfüllenden Stoffe nennt man die Magnetisierungskonstante oder Permeabilität des betreffenden Stoffes. Demnach hat für

	Wismut,	leer. Raum,	Sauerstoff,	Eisen
μ die Werte	0,999 83,	1,	1,000 001 5,	2500

Die μ-Werte der meisten Körper sind so wenig von 1 verschieden, daß sie für gewöhnlich ohne merklichen Fehler der Einheit gleichgesetzt werden können. Nur Eisen, Kobalt, Nickel und viele ihrer Verbindungen, einige seltene Erden [1]) und die von Heusler [2]) entdeckten Legierungen unmagnetischer Metalle haben stark von 1 abweichende Magnetisierungskonstanten (ferromagnetische Stoffe). Bei diesen ist die Permeabilität nicht unveränderlich, sondern von der Feldstärke abhängig: von kleineren Werten für schwache Feldstärken anwachsend, erreicht μ bei einer bestimmten Feldstärke einen Höchstwert, um bei weiterem Wachsen der Feldstärke allmählich bis zum Werte $\mu = 1$ abzunehmen (Sättigung des Eisens; S. 201).

Die mitgeteilten Tatsachen bilden eine erste, von Faraday selbst erbrachte Bestätigung für seine Theorie des magnetischen Feldes. Die Fernwirkungslehre aber muß sich durch eine ihren Grundlagen wesensfremde Erweiterung der neuen Erfahrung anzupassen suchen, wonach die Kraft zwischen den wirkenden Mengen nicht nur von deren Größe und gegenseitigen Entfernung, sondern auch von der Natur des Zwischenmittels abhängt. Dies gelingt, wenn die Kraft $R_{(\mu)}$ zwischen zwei im Abstande r

---

[1]) St. Meyer, Wien. Akad. **110**, 541 (1901).

[2]) Fr. Heusler, und — unter Mitwirkung von F. Richarz — von W. Starck und E. Haupt. Marburg, Elwerts Verlag, 1904.

befindlichen magnetischen Mengen m_1, m_2 in einem Stoffe von der Permeabilität μ durch die Formel ausgedrückt wird:

$$R_{(\mu)} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} = \frac{1}{\mu} \cdot R_2 \quad \cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

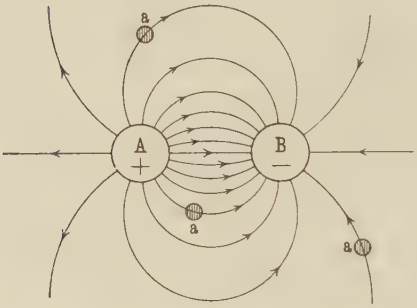
worin m_1, m_2 und R_2 jene Werte sind, die sich aus einer im leeren Raume ausgeführten Messung ergeben würden (S. 6).

Das elektrische Feld.

Die große Ähnlichkeit, die trotz aller Unterschiede zwischen den elektrischen und magnetischen Erscheinungen besteht, führt fast mit Notwendigkeit zu dem Versuche einer gleichartigen theoretischen Betrachtung beider Gebiete.

Es seien A und B zwei unbewegliche Kugeln aus leitendem Stoffe (Metall) in isolierender Umgebung (Luft). A sei positiv, B gleich stark negativ elektrisiert, a eine kleine, mit der positiven Elektrizitätseinheit (S. 6) geladene, frei bewegliche Kugel (Abb. 2). An jedem Punkte der isolierenden Umgebung von A und B erfährt a eine Kraft von bestimmter, etwa mit der Drehwage meßbarer Größe und Richtung, die von der Fernwirkungstheorie als Resultierende der Fernkräfte der auf A, B und a sitzenden Fluida aufgefaßt wird. Das isolierende Mittel erfüllt nach dieser Auffassung nur die Aufgabe, die Elektrizitäten, trotz der auf sie wirkenden Fernkräfte, auf den geladenen Körpern festzuhalten.

Abb. 2.



Hier aber drängt sich uns die Frage auf: Sind nicht auch die scheinbaren Fernwirkungen in der Umgebung elektrisierter Körper — im „elektrischen Felde“ — als Folgen eines eigentümlichen Zwangszustandes des Zwischenmittels zu deuten, ähnlich wie es sich im magnetischen Falle als zweckmäßig erwiesen hat? Und was folgt daraus, wenn wir dies zu tun versuchen?

Die Verteilung des elektrischen Zwangszustandes und seine Richtung können wir auch hier durch den Verlauf „elektrischer Linien“ darstellen, deren Tangente in jedem Punkte des Feldes die Richtung der elektrischen Kraft angibt. Diese Linien nennen wir daher elektrische Kraftlinien. Sie können nach einer Reihe von Verfahren mittelbar aufgefunden oder unmittelbar sichtbar gemacht werden [1]). Als Maß des Zwanges betrachten wir die (etwa mit der Drehwage gemessene) mechanische Kraft, welche die oben erwähnte Kugel *a* an dem betreffenden Feldpunkte erfährt. Diese Kraft aber fassen wir auf als nur durch den Zustand der unmittelbarsten Nachbarschaft von *a* bedingt, nicht als das Ergebnis von Fernkräften. Und wir kommen, wie früher weiter schließend, zu der Folgerung, daß auch der elektrische Zwangszustand nicht überall gleichzeitig mit der Elektrisierung von *A* und *B* entstanden ist, sondern, von diesen ausgehend, die näheren Raumteile früher, die entfernteren später ergreifend, sich im Felde entwickelt hat. Eine zweite Lebensfrage der Faradayschen Theorie erhebt sich hier: die Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Zwangszustandes; auch sie haben wir jetzt zwar berührt, ihre Beantwortung aber sei einer späteren Stelle vorbehalten (S. 68). Ohne auf das Wesen des elektrischen Zwangszustandes einzugehen, sei nur bemerkt, daß seine physikalische Natur, der Verschiedenheit der Erscheinungen entsprechend, als völlig verschieden von der des magnetischen Zwanges angenommen werden muß.

Von dem neu gewonnenen Standpunkte aus verliert also das Zwischenmittel die bedeutungslose Rolle, die die Fernwirkungstheorie ihm auferlegt hatte. Vielmehr glauben wir gerade in seinen Zustandsveränderungen die nächste Ursache für die beobachteten Kraftwirkungen zu finden. Dann aber werden wir, wie im magnetischen Falle, erwarten dürfen, daß die Beschaffenheit des das Feld erfüllenden Stoffes auf die Stärke des Zwangszustandes unter sonst gleichen Umständen von entscheidender Bedeutung sein müsse. Auch hier vermochte Faraday das,

---

[1]) Vgl., auch wegen der älteren Literatur, M. Seddig, „Darstellung des Verlaufes der elektrischen Kraftlinien usw.“, Inauguraldissertation, Marburg 1902 (Leipzig, J. A. Barth, 1903); und Ann. d. Phys. **11**, 815 (1903). Naturw. Rundschau **19**, 389—392 (1904); C. Fischer, Verh. d. D. Phys. Ges. 1908, S. 366.

was seine Theorie voraussehen ließ, durch den Versuch zu beweisen.

Man denke sich in Abb. 2 die „Ladung“ der Körper A, B und a unverändert und als Zwischenmittel nacheinander den leeren Raum, Luft, Terpentinöl, Glas, Alkohol, Wasser verwendet. Wenn die im leeren Raume auf a ausgeübte Kraft gleich 1 gesetzt wird, so verhalten sich dann die Kräfte

im:	leer. Raum,	Luft,	Terpentinöl,	Glas,	Alkohol,	Wasser
wie:	1 :	0,9994 :	0,46 :	0,2 :	0,04 :	0,012

Das Verhältnis K der Kraft im leeren Raume zu der in einem anderen Feldstoffe nennt man dessen Dielektrizitätskonstante; den isolierenden Stoff (S. 24) selbst bezeichnet man nach Faraday als Dielektrikum. In den gewählten Beispielen ist also:

für den leeren Raum,	Luft,	Terpentinöl,	Glas,	Alkohol,	Wasser
$K =$ . . . 1,	1,0006,	2,2,	5,	25,	81.

Die K-Werte für verschiedene Stoffe sind untereinander und von jenem des leeren Raumes sehr verschieden. Auch hier wurde, um der gebotenen Kürze willen, der Erfolg eines Gedankenversuches an die Stelle der Beschreibung wirklicher Versuchsverfahren gesetzt. Doch wird sich im weiteren Verlaufe Gelegenheit finden, auf diesen Gegenstand zurückzugreifen (S. 157).

Die Fernwirkungstheorie ist, wie im magnetischen, so auch im elektrischen Falle gezwungen, eine ihren Grundvorstellungen eigentlich fremde Ergänzung ihrer Formeln vorzunehmen, um dem Einflusse des Dielektrikums Rechnung zu tragen. Bezeichnet $R_{(K)}$ die im Dielektrikum von der Konstanten K herrschende elektrische Kraft zwischen zwei Körpern im Abstande r, die mit den im leeren Raume elektrostatisch gemessenen Elektrizitätsmengen e_1, e_2 (S. 6) geladen sind, R_1, wie früher, die Kraft zwischen denselben Körpern im leeren Raume, so nimmt das Coulombsche Gesetz (Gleichung 2 b, S. 6) nun die veränderte Gestalt an:

$$R_{(K)} = \frac{1}{K} \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} = \frac{1}{K} \cdot R_1 \cdot \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Es sollen nun noch auf Grund der Faradayschen Anschauungen eine Reihe von Tatsachen und Begriffen erörtert werden, deren wir uns im weiteren Verlaufe zu bedienen haben.

Bei Betrachtung des z. B. durch Abb. 2 dargestellten elektrischen Kraftfeldes machen wir die wichtige und auch sonst zutreffende Bemerkung, daß sich der ganze vom Dielektrikum erfüllte Raum in röhrenförmige Abschnitte teilen läßt, deren seitliche Begrenzung überall von Kraftlinien und deren Enden von Teilen der leitenden Oberflächen gebildet werden. Keine dieser Röhren ist in sich geschlossen[1]): vielmehr verbindet jede von ihnen je zwei mit gleich großen, aber entgegengesetzten „Ladungen" versehene Oberflächenstücke. Denken wir uns diese Stücke willkürlich so gewählt, daß jedes von ihnen mit der „Elektrizitätsmenge Eins" (S. 6) geladen ist. Eine solche Kraftröhre nennt man Einheitsröhre, da sie Flachenstücke verbindet, die mit den Elektrizitätsmengen + 1 geladen sind. Die Zahl der von einem Körper ausgehenden oder auf ihn mündenden Einheitsröhren gibt also das Maß dessen an, was die Fernwirkungstheorie als seine positive oder negative „elektrische Ladung" (*e*) bezeichnet.

Um das mechanische Verhalten elektrisierter Körper (d. h. ihre scheinbaren Anziehungen und Abstoßungen) zu beschreiben, machen wir die Annahme, daß vermöge des im Felde bestehenden Zwangszustandes die sie verbindenden Kraftröhren das Bestreben haben, unter Festhaften und Gleiten ihrer Enden an den leitenden Oberflächen sich zu verkürzen, wobei benachbarte Kraftröhren einen seitlichen Druck aufeinander ausüben. Ähnlich würden sich zwischen den Körpern gespannte elastische Schnüre oder Spiralfedern verhalten; doch hinkt dieser Vergleich, wenn man bedenkt, daß das Verkürzungsbestreben elastischer Verbindungen (also die scheinbare Anziehung) mit der Entfernung der verbundenen Körper wächst, jenes der Kraftröhren aber im gleichen Falle abnimmt. Immerhin läßt der richtig benutzte Vergleich, auch ohne Rechnung, erkennen, daß die scheinbare Anziehung zweier elektrisierter Körper um so größer wird, je größer die Zahl der sie verbindenden Einheitsröhren und je kleiner deren Länge ist. Der Begriff der Elektrizitätsmenge, der in der Fernwirkungstheorie die Menge eines wirklichen Stoffes bezeichnend, als eine ihrer Grundvorstellungen auftrat, verblaßt von diesem Standpunkte aus zu einer für viele Rechnungen nützlichen, wenn

---

[1]) Dies gilt jedoch nur für den Fall des elektrischen Gleichgewichtes, der hier allein in Betracht gezogen wird. Vgl. S. 42.

auch nicht notwendigen Hilfsvorstellung. Auch im elastischen Falle betrachten wir ja die Spannung der Schnur nicht als hervorgebracht durch irgend ein an ihren Enden sitzendes rätselhaftes „elastisches Fluidum“; der elastische Zwang erscheint uns als Folge der elastischen Verschiebung oder Verrückung des verbindenden Stoffes. Ebensowenig bedürfen wir zur Erklärung des elektrischen Zwangszustandes unwägbarer Fluida; wir denken ihn vielmehr verursacht durch eine „elektrische Verschiebung oder Verrückung“ (electric displacement), deren physikalische Natur uns übrigens gänzlich unbekannt ist; die elektrische Verschiebung durch einen zur Kraftröhre senkrechten Querschnitt nennen wir in bequemer Anlehnung an alte Bezeichnungen Elektrizitätsmenge.

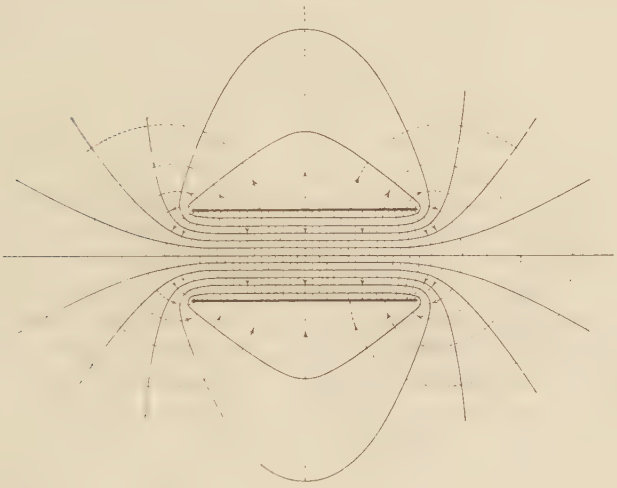
Das elastische Gleichnis ist geeignet, noch eine Reihe weiterer Überlegungen zu erleichtern.

Dieselbe elastische Verrückung vermag in Stoffen von verschiedenen Elastizitätskonstanten ganz verschiedene (Zug- oder Druck-)Kräfte zu wecken; die gleiche Verlängerung, z. B. eines Kautschukfadens und eines Stahldrahtes von gleichen Abmessungen, erzeugt in diesen Stoffen sehr verschieden starke elastische Zwangszustände. So ist auch der elektrische Zwang, den dieselbe elektrische Verschiebung (Elektrizitätsmenge) in Stoffen von verschiedener elektrischer Festigkeit hervorruft, verschieden und steht in der schon früher angedeuteten Beziehung zur Dielektrizitätskonstante.

In einer durch gespannte elastische Schnüre verbundenen Körpergruppe ist eine bestimmte Energie aufgehäuft; ebenso auch in einer Anordnung elektrisierter Körper. Den Sitz der elektrischen Energie werden wir, nach der hier vorgetragenen Anschauung, in dem vom elektrischen Zwangszustande ergriffenen Dielektrikum suchen müssen. Betrachten wir insbesondere eine aus zwei gleich stark aber entgegengesetzt elektrisierten Leitern bestehende Anordnung — einen Kondensator —, so können wir uns leicht vorstellen, daß jede der die beiden Körper verbindenden Einheitsröhren den gleichen Bruchteil der gesamten im Felde des Kondensators vorhandenen elektrischen Energie enthält. Jede der Einheitsröhren kann daher durch in passenden Abständen gelegte Querschnitte in eine für alle Röhren gleiche Anzahl (U) von Zellen geteilt gedacht werden, in deren jeder eine Energieeinheit vor-

handen ist[1]). In Abb. 3 ist der Verlauf der elektrischen Kraftröhren eines aus zwei parallelen Metallplatten bestehenden Kondensators zur Darstellung gebracht (gestrichelte Linien). Den senkrecht zu den Kraftröhren gelegten Querschnitten, von denen eben die Rede war (Potentialniveauflächen), entsprechen die aus-

Abb. 3.



gezogenen Linien. Der elektrische Energieinhalt (Q) des Kondensators ist dann offenbar der Gesamtzahl von Einheitszellen gleich, in die sein Feld zerlegt werden kann, also gleich dem Produkte aus der Zahl seiner Einheitsröhren (e) und der für alle Röhren gleichen Zahl von Einheitszellen (U). Die Zahl $2\,U = V$ nennt man die elektrostatische Potentialdifferenz (elektromotorische Kraft) des Kondensators[2]).

Es ist demnach

$$Q = e.U = \frac{1}{2} \cdot e \cdot V \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4)$$

[1]) Vgl. hierüber Maxwell, Elementary Treatise on Electricity. Oxford 1881. Energieeinheit ist das Erg, gleichwertig der Arbeit einer Dyne längs 1 cm.

[2]) Sie kann z. B. mit Hilfe eines Elektrometers (Abb. 4) gemessen werden. Das Elektrometer E ist selbst ein Kondensator [dessen

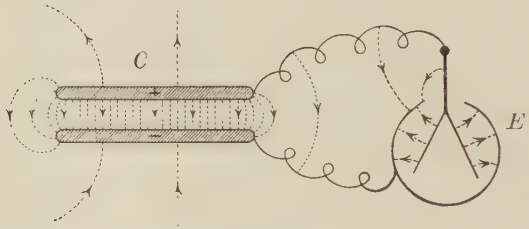
Wird die Anzahl (e) von Einheitsröhren (die Ladung) eines gegebenen Kondensators auf das Zwei-, Drei-, $n$fache vergrößert, so wird dadurch erfahrungsmäßig die geometrische Verteilung des Zwanges im Felde nicht geändert. Da sich nun aber im gleichen Raume doppelt, dreimal, $n$mal so viel Einheitsröhren befinden als vorher, wobei die Länge jeder einzelnen unverändert geblieben ist, so muß der Querschnitt und der Rauminhalt einer jeden von ihnen auf die Hälfte, ein Drittel, ein $n$tel abgenommen haben. Die Erfahrung (z. B. Elektrometer) zeigt aber weiter, daß hierbei auch die Zahl der Einheitszellen jeder Einheitsröhre (Potentialdifferenz des Kondensators) doppelt, dreifach, . . . $n$fach (und somit die Gesamtenergie 4-, 9-, . . . n^2mal) so groß ist als früher [1]).

Man kann daher auch sagen: Der Energieinhalt einer Einheitsröhre von gegebener Länge steht zu ihrem Querschnitt in umgekehrtem Verhältnis.

Jene Anzahl C von Einheitsröhren, die erforderlich ist, um einen gegebenen Kondensator zur Potentialdifferenz $V = 1$ zu laden, nennt man die Kapazität (Fassungsvermögen) des betreffenden Kondensators. Jede Einheitsröhre besteht daher in diesem Falle aus einer halben Einheitszelle $\left(U = \frac{1}{2}\right)$.

Kapazität (vgl. weiter unten S. 18) zweckmäßig klein gegen die des zu messenden Kondensators C gewählt wird], dessen einer Beleg (z. B. die Blättchen des Goldblattelektroskops oder die Nadel des Quadrantelektrometers) beweglich ist. Die Ablenkung des beweglichen Teiles dient als Maß der Potentialdifferenz; sie ist offenbar eine Folge des Verkürzungsbestrebens der zwischen dem beweglichen und unbeweglichen Teile des Elektrometers verlaufenden elektrischen Kraftröhren.

Abb. 4.



[1]) Der erhöhte elektrische Energieinhalt ist der Gegenwert der bei der Ladung aufgewendeten mechanischen Arbeit.

Die Zahl (e) von Einheitsröhren, in die das Feld eines Kondensators von der Kapazität C zerfällt, wenn seine Potentialdifferenz V beträgt, ist demnach

$$e = C.V = 2.C.U \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Wird ein Kondensator von der Kapazität C nur mit einer einzigen Einheitsröhre geladen ($e = 1$), so möge die hierdurch erzeugte Potentialdifferenz

$$\mathfrak{V} = \frac{1}{C} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

als seine spezifische Potentialdifferenz bezeichnet werden (S. 57).

Ein (z. B. aus zwei parallelen Metallplatten bestehender) Kondensator sei mit e Einheitsröhren von der Potentialdifferenz V geladen, und es werde dann seine Kapazität (z. B. durch Vergrößern des Plattenabstandes) auf die Hälfte, ein Drittel ... ein $n$tel verkleinert[1]): wird dabei seine Ladung, d. h. also die Zahl e seiner Einheitsröhren und daher auch der Querschnitt jeder einzelnen von ihnen nicht geändert, während ihre Länge auf das Doppelte, Dreifache, $n$fache steigt, so steigt erfahrungsgemäß auch der Energieinhalt einer jeden von ihnen (Potentialdifferenz des Kondensators) auf das Doppelte, Dreifache ... $n$fache[2]). Im selben Verhältnis wächst hierbei daher auch die Gesamtenergie des Feldes. Die Zahl der Einheitszellen einer Einheitsröhre von gegebenem Querschnitte steht demnach zur Länge der Röhre in geradem Verhältnis.

Es seien zwei übrigens ganz gleiche Kondensatoren gegeben; das Zwischenmittel des ersten sei der leere Raum, das des zweiten ein Dielektrikum von der Dielektrizitätskonstante K. Werden beide mit derselben Zahl e_1 von Einheitsröhren geladen, so ist erfahrungsmäßig die Potentialdifferenz V_2 des zweiten

---

[1]) Für einen aus zwei parallelen leitenden Flächen vom Inhalte f cm^2 und dem Abstande d cm bestehenden Kondensator (Plattenkondensator, Leidener Flasche) berechnet sich näherungsweise die Kapazität $C = K \cdot \frac{f}{4\pi d}$, wenn K die Dielektrizitätskonstante bedeutet (vgl. den folgenden Absatz).

[2]) Dieser elektrische Energiezuwachs ist der Gegenwert für die bei Entfernung der Kondensatorbelege voneinander geleistete mechanische Arbeit.

Kondensators im Verhältnis der Dielektrizitätskonstante kleiner als jene (V) des ersten. Wünscht man im Kondensator II dieselbe Potentialdifferenz wie im Kondensator I herzustellen, so muß die Zahl seiner Einheitsröhren im Verhältnis der Dielektrizitätskonstante K gesteigert werden. Seine Ladung beträgt daher in diesem Falle $e_2 = e_1 . K$. Demnach ist seine Kapazität [vgl. Gl. (5)]

$$C_2 = \frac{e_2}{V} = K \cdot \frac{e_1}{V} = K . C_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Die Kapazitäten zweier übrigens gleicher Kondensatoren stehen somit im geraden Verhältnis der Dielektrizitätskonstanten ihrer Feldstoffe. Die Kapazität einer Leidener Flasche ist also etwa fünfmal so groß als sie wäre, wenn das Glas durch Luft oder den leeren Raum ersetzt würde (S. 14).

In demselben Verhältnis stehen auch die elektrischen Gesamtenergien (Q_1, Q_2) ihrer Felder, wenn beide Kondensatoren dieselbe Potentialdifferenz (U) besitzen. Denn es gilt dann

für Kondensator I: $Q_1 = e_1 . U$
„ „ II: $Q_2 = e_2 . U = K . e_1 . U = K . Q_1$ | . . (4a)

In den galvanischen Elementen besitzen wir Hilfsmittel, um in dem Felde eines beliebigen, mit ihren Polen verbundenen Kondensators stets dieselbe, dem betreffenden Elemente eigentümliche Potentialdifferenz zu erzeugen.

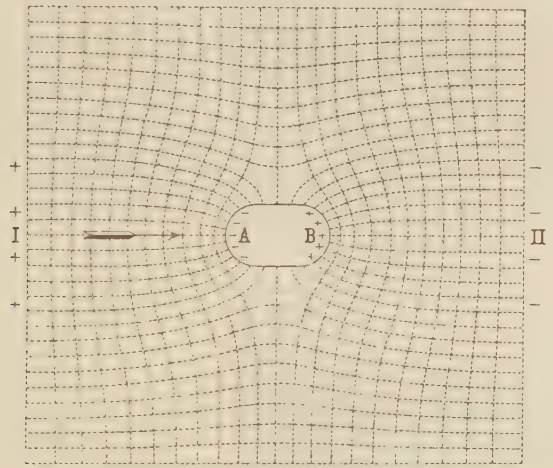
Nach dem eben Gesagten steht somit die von einem bestimmten Element bei der Ladung eines Kondensators erzeugte gesamte elektrische Feldenergie mit der Kapazität des Kondensators in geradem Verhältnis. Wird daher z. B. ein mit einem galvanischen Element verbundener Kondensator in Stoffe von verschiedenem K gebettet, so wird sich seine Kapazität und daher auch seine Gesamtenergie in der besprochenen Weise mit K ändern.

Die Verteilung der Einheitsröhren im elektrischen Felde ist stets so beschaffen, daß die gesamte elektrische Feldenergie so klein wird, als dies bei der Zahl der vorhandenen Einheitsröhren überhaupt möglich ist. Jede Einheitsröhre wird also ihre Länge so weit zu verkleinern, ihren Querschnitt so sehr zu vergrößern suchen, als es die gegebenen Verhältnisse gestatten. Von diesem Gesichtspunkte aus lassen sich alle Bewegungsantriebe verstehen, die bewegliche Leiter oder Dielektrika, deren K von jenem

des übrigen Zwischenmittels abweicht, im elektrischen Felde erfahren, wie schon (Anm. 2, S. 17) angedeutet wurde; doch soll hierauf, als unserem Zwecke ferner liegend, nicht näher eingegangen werden. Hingegen sei kurz auf jene Veränderungen in der Anordnung der elektrischen Kraftlinien hingewiesen, die durch Einbringen vorher nicht vorhanden gewesener Leiter in ein elektrisches Feld hervorgerufen werden.

Abb. 5 stellt einen Teil des Feldes eines Plattenkondensators dar, in das der isolierte Leiter AB eingeführt wurde. Einige

Abb. 5.



von den Einheitsröhren, die ursprünglich I und II verbanden, haben sich in zwei Teile geteilt, die zwischen I und A bzw. B und II verlaufen; ihre Gesamtlänge ist unserem Satze entsprechend kleiner, als jene der ursprünglichen Röhren; die übrigen Röhren des Feldes haben ihren Querschnitt dabei vergrößert. Das Innere von AB ist frei von elektrischen Kraftlinien (S. 25). Der Teil A der Oberfläche, wo die Röhren IA münden, erscheint „negativ", der Teil B, von dem die Röhren BII ausgehen, „positiv geladen" (S. 15). Nach der Fernwirkungstheorie erklärt man diese Erscheinung bekanntlich aus der Fernwirkung der auf I, II sitzenden Fluida auf die im Leiter AB in gleichen Mengen vorhandenen

Elektrizitäten; diese werden hiernach durch Influenz getrennt und in der angegebenen Weise auf AB verteilt.

Die Abb. 6 und 7 sind der oben erwähnten Arbeit von M. Seddig entnommen. Die Leiter, deren elektrisches Feld untersucht wird, sind in Terpentinöl getaucht, worin Chininsulfat (oder Glycin) aufgeschwemmt ist. Die aufgeschwemmten Teilchen ordnen sich in die Richtung der Kraftlinien und setzen sich in dieser Stellung ab. Abb. 6 entspricht dem Falle der Abb. 3, Abb. 7 jenem der Abb. 5.

Abb. 6.

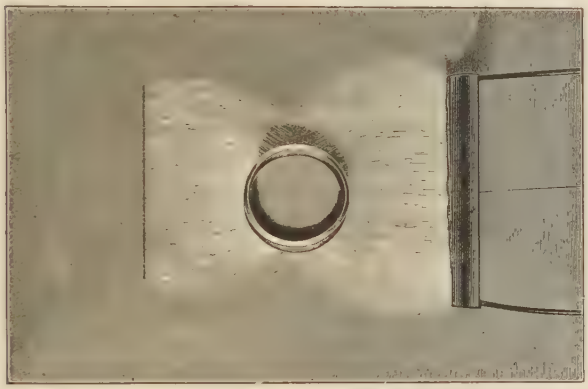
Von der Gesamtzahl der Einheitsröhren (Stärke der Ladung) ist in jedem Falle natürlich nur die Stärke des Zwanges an jedem Punkte des Feldes, nicht aber seine geometrische Verteilung (d. h. die Gestalt der Kraftlinien) abhängig. Selbst bei Umkehrung des Ladungssinnes ($\dot{+}$ in $\dot{-}$) bleibt diese unverändert, während sich die Richtung des Zwanges (und daher der Kraftlinien) umkehrt.

Einen verwickelteren Fall von Influenzwirkung zeigt Abb. 8 (auf S. 23), die ohne weitere Erklärung verständlich sein dürfte (S. 87, 93).

Wird im elastischen Falle die Verrückung (Dehnung) und daher der elastische Zwang über ein gewisses äußerstes zulässiges Maß hinausgetrieben, so erfolgt bekanntlich ein Zusammenbruch, das Zerreißen. Dem Eintreten dieses Ereignisses können jedoch, je nach Beschaffenheit, Form und Temperatur des betreffenden Stoffes, sowie auch je nach der Schnelligkeit der vorgenommenen elastischen Veränderung u. dgl. verschiedene Übergangszustände vorangehen. (Zerreißen einer Stange aus Butter, Blei, Silber,

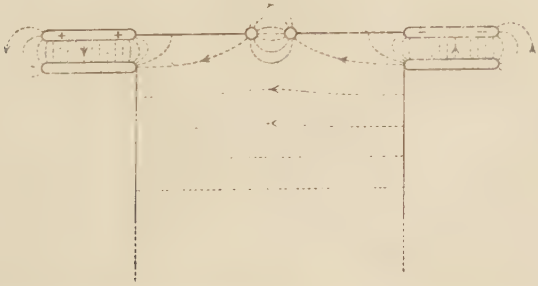
Stahl, Glas.) Vergleichbare Verhältnisse finden wir auf elektrischem Gebiete. Wie früher (S. 15) erwähnt, wächst der Zwangszustand sowohl bei Vermehrung, als auch bei Verkürzung der

Abb. 7.



einem Kondensator angehörigen Kraftröhren, d. h. bei stärkerer „Ladung" und bei Annäherung der beiden, den Kondensator bildenden Leiter. Wird auf diese Weise der elektrische Zwangs-

Abb. 8.



zustand des Zwischenmittels über einen gewissen Grad gesteigert, so tritt auch hier ein mehr oder weniger plötzliches Nachgeben des Dielektrikums ein — die elektrische Entladung (Funken-, Büschelentladung usf.). Hier, wie im elastischen Beispiel, ist das Ergebnis des Zusammenbruchs und der ihn vorbereitenden

Vorgänge eine Verwandlung der im Stoffe aufgespeichert gewesenen Energie in andere Energieformen; im elastischen Falle sind hauptsächlich Wärme, Schall und mechanische Wirkungen die für die verschwundene elastische Energie auftretenden Gegenwerte; bei der elektrischen Entladung mechanische Wirkungen, Schall, Wärme, Licht, Kathodenstrahlen, chemische und, wie noch näher besprochen werden wird, magnetische Energie. Eine ganze Reihe dieser Wirkungen zeigt z. B. die Durchbohrung einer Glasplatte durch einen die Luft erwärmenden und ozonisierenden, laut knallenden und hellglänzenden elektrischen Funken. Die Leiter, zwischen denen die elektrische Entladung stattfindet, nennt man nach dem von Faraday gewählten Ausdrucke Elektroden, insbesondere heißt der positive (glaselektrische) Leiter Anode, der negative (harzelektrische) Kathode [1]).

Der elektrische Strom.

a) Leitungsstrom.

Die verschiedenen Stoffe zeigen gegenüber dem elektrischen Zwangszustande, wie zum Teil schon aus den bisherigen Erörterungen hervorgeht, ein sehr verschiedenes Verhalten.

In der einen Gruppe von Stoffen vermag der elektrische Zwangszustand, einmal hergestellt, sehr lange zu bestehen; eine Umwandlung der elektrischen Energie in andere Energieformen findet in ihnen von selbst also nur in sehr geringem Maße statt, solange die am Ende des vorigen Abschnittes besprochenen Entladungsbedingungen nicht erfüllt sind. Diese Stoffe (wie Luft, Glas, Hartgummi, Schwefel, Harze usf.) nennt man Isolatoren. So vermochte W. Thomson (Lord Kelvin) eine dünnwandige Leidener Flasche durch Jahre in geladenem Zustande aufzubewahren [2]).

Eine zweite Gruppe bilden die sogenannten Leiter (Metalle, Kohle, Elektrolyte, ionisierte Gase). In ihrem Innern vermag sich

---

[1]) Für die Verschiedenheit der Entladungserscheinungen an den beiden Elektroden (wie sie z. B. besonders auffallend in verdünnten Gasen hervortreten) und ihre Deutung, vgl. z. B. G. C. Schmidt, „Die Kathodenstrahlen", in Heft 2 dieser Sammlung.

[2]) Maxwell, Über physikalische Kraftlinien, Ostwalds Klassiker, Heft 102, S. 55.

Energie in Form von elektrischem Zwangszustande nicht dauernd zu erhalten. Einmal erzeugt und sich selbst überlassen, schwindet der elektrische Zwangszustand in ihnen rasch dahin [1]), wobei in erster Linie Wärme und — bei Elektrolyten — chemische Energie als Gegenwerte auftreten. Im elektrischen Gleichgewichtsfalle können daher im Innern leitender Massen elektrische Kraftröhren nicht vorhanden sein (vgl. S. 21).

Soll trotz der geschilderten Umstände in einer leitenden Masse dauernd ein elektrischer Zwangszustand aufrecht erhalten werden, so bedarf es einer Vorrichtung, um den durch Umwandlung in andere Energieformen stattfindenden Verlust an elektrischer Energie fortgesetzt nachzuliefern und auszugleichen (stationärer Zustand). Solche Vorrichtungen sind z. B. die (Reibungs- und Influenz-) Elektrisiermaschinen, die galvanischen Elemente, Akkumulatoren, Thermoelemente und Dynamomaschinen.

Der Umwandlungsvorgang der elektrischen Energie in Leitern ist seinem Wesen nach von dem im vorigen Abschnitte besprochenen Entladungsvorgange nicht verschieden. Man bezeichnet ihn als elektrischen Leitungsstrom. Dies Wort ist dem Gedankenkreise der Fluidumhypothese entsprungen; bestehen doch nach dieser Auffassung beide Erscheinungen in einem wirklichen Strömen und Zusammenfließen der Elektrizitäten, hervorgebracht durch die zwischen ihnen wirkenden Fernkräfte. Von diesem Standpunkte erscheint als das natürliche Maß der Stromstärke (i) die Anzahl von Elektrizitätseinheiten, die während einer Zeiteinheit (Sekunde) durch den Querschnitt des Leiters fließen. Wäre demnach die Zahl positiver Einheiten in einer Sekunde n_1, jene der in entgegengesetzter Richtung strömenden negativen Einheiten n_2, so wäre $i = n_1 + n_2$. Als positive Stromrichtung gilt hierbei die Bewegungsrichtung der positiven Elektrizität.

Nach der Kraftlinientheorie jedoch wird dieselbe Größe (i) durch die Anzahl von Einheitsröhren gemessen, deren elektrischer Energieinhalt sich in einer Sekunde im Leiter in Wärme verwandelt. Jede dieser Einheitsröhren denken wir, wie früher (S. 16, 17), in eine für alle gleiche Zahl von Einheitszellen (U) geteilt. Auch hier nennen wir die Zahl $2\,U = V$ „Potentialdifferenz“

[1]) Cl. Maxwell, Treatise on El. and Magn., § 111; E. Cohn, Wied. Ann. **33**, 24 (1888); **38**, 43 (1889); **40**, 637 (1890); H. Hertz, Wied. Ann. **40**, 587 (1890).

oder „elektromotorische Kraft“ (zwischen den Enden des betreffenden Leiters); sie ist, wie früher (S. 17), z. B. mit Hilfe eines Elektrometers meßbar. Die positive Stromrichtung ist durch die Richtung der sich verwandelnden elektrischen Kraftröhren gegeben (S. 13).

Soll der Zustand trotz der fortgesetzten Verwandlung elektrischer Energie in Wärme stationär — der Strom unveränderlich — sein, also der Bestand von U Einheitszellen in jeder der i Einheitsröhren dauernd aufrecht erhalten werden —, so müssen jeder der i Röhren während jeder Sekunde 2 U Einheitszellen von der Strom-(Energie-)quelle geliefert werden. Es werden also in jeder Sekunde $i.2\,U$, in t Sekunden $i.2\,U.t$ elektrische Energieeinheiten im Leiter in Wärme (W) verwandelt. Es gilt demnach für den stationären Strom:

$$W = i.2\,U.t = i.V.t \text{ [Joulesches Gesetz}^{1}\text{)]} \quad . \quad . \quad (8)$$

Für Metalle und Elektrolyte hat sich innerhalb der weitesten Grenzen das von G. S. Ohm (1826) aufgefundene Gesetz als gültig erwiesen, wonach — bei festgehaltener Temperatur — das Verhältnis zwischen der an den Enden eines Leiters herrschenden Potentialdifferenz V und dem ihn durchfließenden Strome i eine unveränderliche Größe ist, deren Wert nur von der stofflichen Beschaffenheit, den Querschnitts- und Längenabmessungen und der Temperatur des Leiters [2]) abhängt. Hierbei ist der für den vorliegenden Zweck allein wichtige Fall vorausgesetzt, daß das betrachtete Leiterstück selbst keinerlei Stromquelle enthält. Nach dem Ohmschen Gesetze ist daher

$$w = \frac{V}{i} \quad \text{oder} \quad iw = V \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Man nennt w den elektrischen Widerstand, 1 w den elektrischen Leitwert des Leiters [3]).

---

[1]) Die Wärme ist hier in mechanischem Maße gemessen. Den Effekt von 10^7 Erg in einer Sekunde nennt man 1 Watt. — Dieses ist 0,239 g-Kal. in einer Sekunde gleichwertig; daher entspricht 1 g-Kal. in einer Sekunde 4,19 Watt.

[2]) Über den von Kamerlingh Onnes entdeckten „supraleitenden“ Zustand der Metalle bei tiefsten Temperaturen vgl. C. A. Crommelin, Phys. Zeitschr. **21**, 274, 300, 331 (1920).

[3]) Der Widerstand w eines zylindrischen Leiters vom Querschnitt q cm^2 und der Länge l cm ist $w = \sigma.l/q$, wo σ den spezifischen

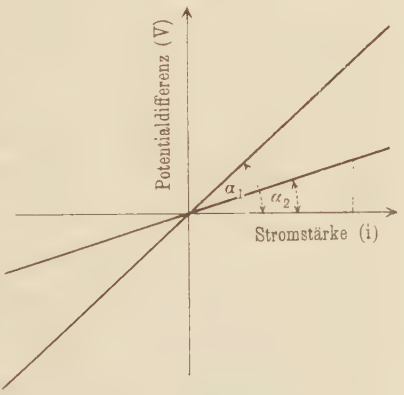
Mit Rücksicht auf das Ohmsche Gesetz kann daher das Joulesche Gesetz auch in einer der folgenden Formen dargestellt werden:

$$W = i^2 . w . t \quad \text{oder} \quad W = \frac{V^2}{w} \cdot t \quad \cdots\cdots \quad (8a)$$

Die Wärmeentwickelung in einem stromführenden Leiter wird zur Messung der Stromstärke (Stromkalorimeter: Joule, Pfaundler; Hitzdrahtgeräte: Hankel, H. Hertz), die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes zur Strahlungs- und Temperaturmessung (Bolometer: Langley; Widerstandsthermometer) benutzt.

Eine geometrische Darstellung des Ohmschen Gesetzes (Gl. 9) zeigt Abb. 9. Die Abhängigkeit der Potentialdifferenz V von der Stromstärke i wird hier durch eine durch den Nullpunkt des (i, V)-Achsenkreuzes gehende gerade Linie zum Ausdruck gebracht. Ersichtlich ist das unveränderliche Verhältnis $V i = w = tg\,\alpha$. Leitern von verschiedenem Widerstande w_1, w_2, ... entsprechen den Nullpunkt schneidende Gerade von verschiedener Neigung α_1, α_2, ... Da diese Geraden das elektrische Verhalten der Leiter kennzeichnen, nennt man sie Kennlinien (Charakteristiken).

Abb. 9.



Widerstand des Stoffes (für die betreffende Temperatur) bedeutet; der spezifische Leitwert ist $\varkappa = 1/\sigma$.

Die im elektrostatischen Maßsysteme gemessene Einheit der Stromstärke ist für die meisten Zwecke unbequem klein, jene der Potentialdifferenz und des Widerstandes hingegen unbequem groß. An ihrer Stelle verwendet man daher nachstehende „praktische Einheiten“:

1 Ampère ($\mathfrak{A}$) $= 3 . 10^9$ el.-stat. Einh. der Stromstärke,
1 Volt ($\mathfrak{V}$) $= 1/3 . 10^{-2}$ „ „ „ Potentialdifferenz,
1 Ohm (Ω) $= 1/9 . 10^{-11}$ „ „ des Widerstandes.

Die Kennlinie eines (dem Ohmschen Gesetze gehorchenden) Leiters von unveränderlichem Widerstande ist eine durch den Nullpunkt des (i, V)-Achsenkreuzes gehende Gerade.

Eine große Anzahl von Leitern genügt dem Ohmschen Gesetze nicht. Außer den Metallen und Elektrolyten von (etwa infolge der Stromwärme) veränderlicher Temperatur (z. B. Eisen-„Beruhigungswiderstände“ bei Nernstlampen u. dgl.) und manchen sehr schlecht leitenden Flüssigkeiten [1]) gehören hierher vor allem die leitenden Gase (Glimm-, Bogen-, Funkenentladung) und jene Vorrichtungen, die unter dem Namen „Gleichrichter“ oder „Ventile“ zusammengefaßt werden können [z. B. Graetzsche Aluminiumzellen, elektrolytische Wellenanzeiger, Detektoren, Elektronenröhren (S. 210 ff.)].

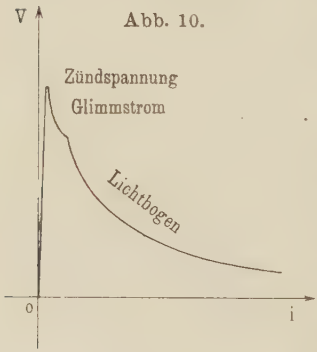


Abb. 10.

Das Verfahren der Kennlinien wurde zuerst von W. Kaufmann [2]) mit großem Erfolge auf die theoretische Untersuchung der Gasentladungen angewendet. Abb. 10 zeigt die Kennlinie einer Gleichstromgasentladung zwischen Kohlenelektroden (Glimmlicht und Lichtbogen). Man erkennt daraus die sehr verwickelte Abhängigkeit der Potentialdifferenz von der Stromstärke; von einer Unveränderlichkeit des Verhältnisses $V : i$ ist hier nicht mehr die Rede, von einem kennzeichnenden „Widerstande“ der leitenden Gasstrecke kann nicht gesprochen werden; sie ist vielmehr das Muster eines (selbsttätig) veränderlichen Widerstandes (S. 182). Ein anderes Beispiel eines solchen zeigt Abb. 11a. Sie stellt die von R. Ettenreich [3]) aufgenommene Kennlinie eines Bleiglanz-Nickelindetektors (punktförmige Berührungsstelle eines Bleiglanzkristalles mit einem zugespitzten Nickelindrahte) dar (S. 213). Abb. 11b zeigt die Kennlinie eines Schlömilchschen Wellenanzeigers nach Beobachtungen von A. Székely (S. 211).

[1]) G. Jaffé, Ann. d. Phys. (4) **36**, 25 (1911); auch bez. der älteren Literatur.

[2]) W. Kaufmann, ebenda (4) **2**, 158 (1900).

[3]) R. Ettenreich, Wien. Akad. (IIa) **128**, 1170 (1919).

Man ersieht nicht nur aus der Krümmung der Kennlinie die Abhängigkeit des Verhältnisses V/i von der Stromstärke im allgemeinen, sondern auch sehr deutlich dessen Abhängigkeit von

Abb. 11a.

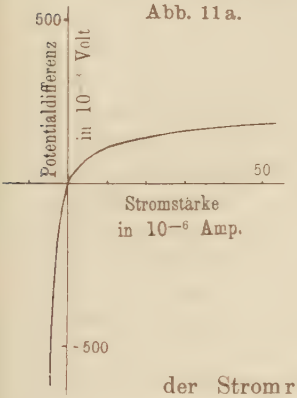
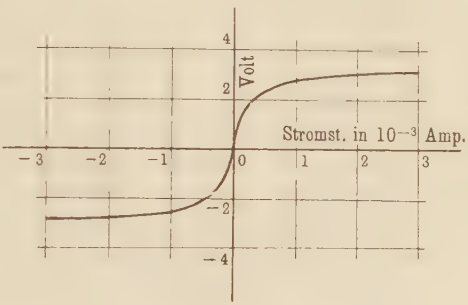


Abb. 11b.



der Stromrichtung (Ventilwirkung) aus der Unsymmetrie der Kennlinie bezüglich des Nullpunktes.

Die Kennlinie eines (das Ohmsche Gesetz nicht befolgenden) Leiters von veränderlichem Widerstand ist gekrümmt.

Von der großen Bedeutung der veränderlichen Widerstände für die Erzeugung und den Empfang elektromagnetischer Wellen wird an einer späteren Stelle gehandelt werden (S. 182 ff.).

b) Ströme, hervorgebracht durch mechanisch bewegte elektrische Ladungen.

Die Stromleitung in Metallen erfolgt nach der Elektronentheorie (W. Weber, 1862) durch das Strömen von (negativen) „Leitungselektronen“ im elektrischen Felde innerhalb des Leiters. Durch unmittelbare Beobachtung konnte diese an sich sehr wahrscheinliche Annahme bisher nicht erwiesen werden. In den Elektrolyten sind die positiven und negativen Ionen Träger des Stromes [Faraday; Wanderung der Ionen: W. Hittorf (1853—1859)]. Ähnliches gilt von der Stromleitung in Gasen. Man kann daher die unter a) erwähnten Leitungsströme auf die Bewegung elektrischer Teilchen im elektrischen Felde zurückführen.

Schon Faraday hatte Versuche geplant, um zu entscheiden, ob rein mechanisch bewegte elektrische Ladungen die Wirkungen

eines elektrischen Stromes zeigen, und Maxwell [1]) hatte die Stärke der zu erwartenden magnetischen Kräfte eines solchen Stromes (S. 5, 31) berechnet. H. A. Rowland [2]) hat (1876) diese an einer in rascher Drehung befindlichen elektrisch geladenen Scheibe nachgewiesen.

Die bei der elektrischen Entladung in hochverdünnten Gasen von der negativen Elektrode ausgehenden Kathodenstrahlen bestehen aus Elektronen, die sich mit außerordentlich großer Geschwindigkeit bewegen (S. 72, 127). H. Hertz [3]) hatte vergeblich nach magnetischen Wirkungen der Kathodenstrahlen gesucht. Ebenso hatten Versuche des Verfassers [4]) nach einem scheinbaren anfänglichen Erfolge wegen einer später von ihm aufgedeckten Fehlerquelle zu keiner einwandfreien Entscheidung geführt. Unter Vermeidung dieser Fehlerquelle gelang es Klupathy [5]) und Joffé [6]) das Vorhandensein der magnetischen Wirkung von Kathodenstrahlen zu erweisen.

Mechanisch bewegte elektrische Ladungen können somit als elektrische Ströme betrachtet werden.

c) Verschiebungsstrom.

Eine außerordentlich wichtige Ergänzung erfährt unser Bild der elektromagnetischen Erscheinungen durch den von Maxwell [7]) eingeführten Begriff des Verschiebungsstromes.

Der Zwangszustand im Felde eines „geladenen“ Kondensators ist nach unserer Auffassung die Folge einer elektrischen Verschiebung (S. 16) von bestimmter Größe. Dem allmählichen Anwachsen dieser Verschiebung entspricht das Ansteigen des elektrischen Zwanges und mit diesem der Zahl elektrischer Einheitsröhren im Kondensatorfelde. Die Entladung eines Kondensators durch Herstellung einer leitenden Verbindung zwischen seinen

---

[1]) Cl. Maxwell, Treat on El. and Magn. **2**, § 769, 770 (1873).

[2]) Vgl. die zusammenfassende Darstellung von A. Eichenwald, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **5**, 82 (1908).

[3]) H. Hertz, Ges. Werke **1**, 242.

[4]) v. Geitler, Ann. d. Phys. (4) **5**, 924 (1901); (4) **7**, 935 (1902).

[5]) E. Klupathy, ebenda (4) **25**, 31 (1908).

[6]) A. Joffé, ebenda (4) **34**, 1026 (1911).

[7]) Maxwell (1861—1862), Scient. Pap. I, p. 421 ff. Übersetzt von L. Boltzmann in Ostwalds Klassikern, Bd. 102, „Über physikalische Kraftlinien“, S. 53 ff.

beiden Belegungen erfolgt nach unserer Auffassung dadurch, daß der bis dahin nur im Dielektrikum vorhandene Zwangszustand auch die Masse des die beiden Bestandteile des Kondensators verbindenden Leiters ergreift, wobei Zwang und elektrische Verschiebung im Isolator zurückgehen. In dem verbindenden Leiter aber entsteht dadurch ein Leitungsstrom, d. h. die aus dem Kondensatorfelde in den Verbindungsdraht eindringende elektrische Energie wird hier in Wärme verwandelt (S. 48). Die Zahl der aus dem Kondensatorfelde verschwindenden Einheitsröhren ist offenbar der Zahl der in den Leiter eintretenden gleich. Die Zahl der bei der Ladung des Kondensators im Dielektrikum in einer Sekunde neu auftretenden oder bei der Entladung aus dem Felde verschwindenden elektrischen Einheitsröhren nennt nun Maxwell „Verschiebungsstrom". Dieser ist also nur vorhanden, solange sich die „Ladung" verändert. Der bezeichnende Unterschied gegenüber dem Leitungsstrom im Leiter besteht darin, daß beim reinen Verschiebungsstrom im Dielektrikum keine Verwandlung elektrischer Energie in Wärme stattfindet. Hingegen ist, wie hier schon bemerkt werden soll, nach Maxwells Annahme der Verschiebungsstrom in seinen magnetischen Wirkungen mit einem Leitungsstrom derselben Stärke vollkommen gleichwertig[1]).

Das elektromagnetische Feld.

Bis zum Jahre 1820 waren Beziehungen des Magnetismus zu irgendwelchen anderen Naturkräften nicht gefunden worden. Erst Oersted entdeckte (vgl. S. 5), daß die Magnetnadel in der Umgebung eines stromdurchflossenen Leiters eine Ablenkung aus ihrer durch den Erdmagnetismus erzwungenen Richtung erleide. Mit ursprünglicher Gewalt bemächtigte sich der Geister die Erkenntnis von der Bedeutung dieser Tatsache. Der Magnetismus, bis dahin das sonderbare Vorrecht einer kleinen Anzahl von Körpern, erschien plötzlich aufs engste verknüpft mit der beziehungsreichsten der Naturgewalten, der Elektrizität. Der Anteil der Gelehrten und Laien an Oersteds Entdeckung läßt sich nach den

[1]) Den Beweis dieser Annahme hat erst H. Hertz erbracht. Ges. Werke **2**, 102 oder Wied. Ann. **34**, 273 (1888), wo auch auf eine diesbezügliche Arbeit von W. C. Röntgen verwiesen wird.

Berichten aus jener Zeit [1]) etwa mit der Bewegung vergleichen, die in unseren Tagen das Bekanntwerden der Röntgenstrahlen hervorrief. Auf Ampères glänzende Weiterführung der Oerstedschen Entdeckung ist schon oben (S. 5) hingewiesen worden. Er hatte gefunden, daß bewegliche stromführende Leiter in der Umgebung von Magneten Bewegungsantriebe erfahren, und daß auch ohne Vorhandensein von Magneten stromdurchflossene Leiter aufeinander Kraftwirkungen ausüben. Er hatte die Möglichkeit gezeigt, bezüglich der magnetischen Fernwirkungen jeden Magnet durch entsprechend angeordnete Elementarströme [2]), oder umgekehrt jeden stromführenden Leiter durch passend gewählte Magnete ersetzt zu denken. Für die Fernwirkungstheorie war dadurch die Annahme besonderer magnetischer Fluida entbehrlich geworden. Einfacher war vielmehr die Annahme, daß nur die elektrischen Fluida vorhanden, aber Träger zweier Gattungen von Fernkräften seien: die eine Art, die elektrischen Kräfte, sollten sie besonders im Zustande der Ruhe, die andere Art, die magnetischen, nur im Zustande ihrer Bewegung im elektrischen Strome besitzen. Ganz anders mußte der Zusammenhang derselben Tatsachen Faraday erscheinen.

Zur Erklärung der gleichen Wirkung war wohl nur die Annahme der gleichen Ursache brauchbar. Zeigten sich also in der Umgebung stromführender Leiter Wirkungen auf die Magnetnadel, wie sie auch im Felde von Magneten auftreten, so mußte sich auch die Umgebung elektrischer Ströme in einem Zwangszustande gleicher Art befinden, wie die Nachbarschaft eines Magnets. Dieselben Hilfsmittel mußten hier wie dort die Art der Verteilung des Zwanges erkennen lassen.

Das Verfahren zur Sichtbarmachung magnetischer Kraftlinien durch Eisenpulver gibt denn auch für das Feld eines Stromträgers ein Bild, das vorzüglich geeignet ist, die Verteilung des Zwanges mit einem Blicke zu übersehen [3]).

Alle schon früher an das magnetische Feld geknüpften Überlegungen behalten auch hier ihre Gültigkeit. Die Betrachtung

---

[1]) Siehe z. B. B. Rosenberger, Gesch. d. Physik **3**, 199. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1887—1890.

[2]) A. Einstein und W. J. de Haas, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 152, 203, 420 (1915).

[3]) Faraday, Exp. Res., vol. III, Ser. XXIX, § 37.

Abb. 12.

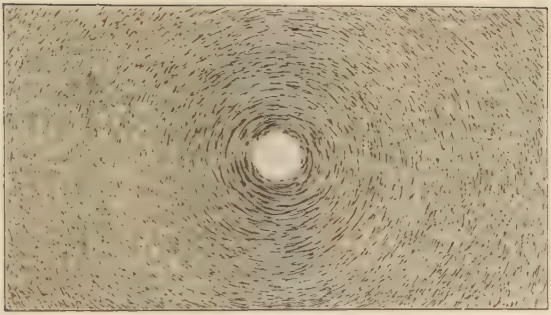


Abb. 13.

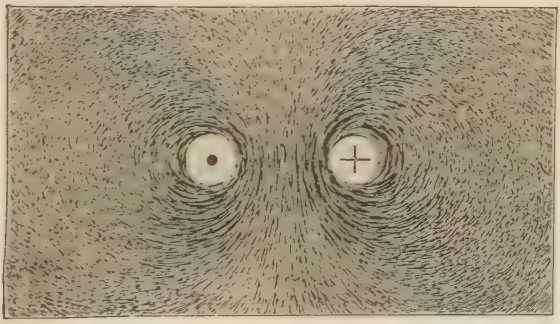
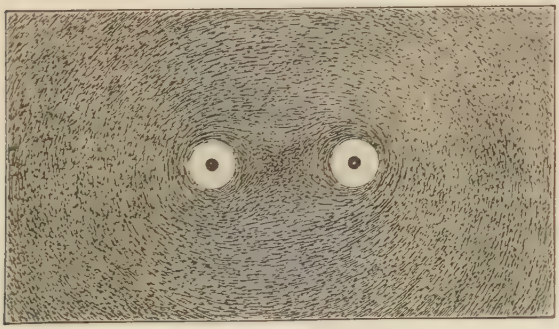


Abb. 14.



der magnetischen Felder stromführender Leiter führt aber auch zu neuen Folgerungen.

Die Abb. 12, 13 und 14 sind wohl ohne weitere Erklärung verständlich [1]). Man sieht zunächst, daß die geometrische Verteilung des Zwanges im Felde in hohem Maße von der Gestalt des stromführenden Leiters abhängt. Weiter machen wir die wichtige Bemerkung, daß alle magnetischen Kraftlinien in sich geschlossene Linien bilden und auf den zugehörigen Stromleiter aufgefädelt erscheinen, wie Schlüssel auf einen Schlüsselring.

Von Bedeutung ist ein Vergleich der Kraftbilder Abb. 15, 16, und 17. Abb. 15a u. b zeigt die Verteilung des Zwanges im Felde einer stromdurchflossenen Drahtspule (sog. Solenoid), deren Feldstoff die Luft ist. In Abb. 16 ist das Feld derselben Spule dargestellt, wenn ihr Kern statt mit Luft, mit weichem Eisen erfüllt ist. Abb. 17 endlich gibt das magnetische Feld eines Dauermagnets wieder, der dieselben Abmessungen hat wie der Eisenkern der Abb. 16. Der Unterschied zwischen Abb. 15 und 16 ist kein anderer, als daß in letzterer ein Teil des Feldes durch einen Stoff von anderer Permeabilität μ (S. 11) erfüllt ist. Es unterliegt daher keinem Zweifel, daß auch in Abb. 16 die Kraftlinien den Kern der Spule in derselben Weise durchsetzen wie in Abb. 15. (Wäre die Luft des Kernes statt durch Eisen durch ein anderes Mittel, wie z. B. Wasser, Eisenchloridlösung u. dgl. ersetzt worden, so könnte man das Vorhandensein der Kraftlinien sogar unmittelbar durch Eisenfeile, wie in Abb. 15a oder durch eine ins Innere der Spule gehängte Magnetnadel [Galvanometer] nachweisen.) Dem-

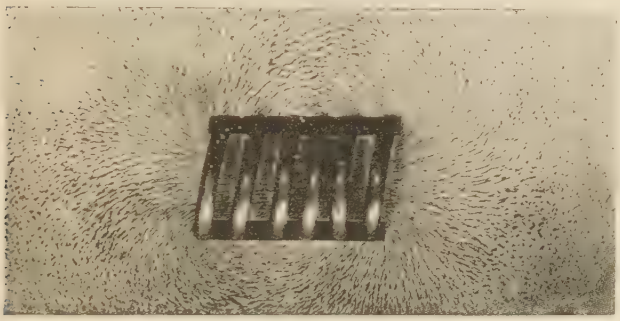
Abb. 15 a.

[1]) Die Abb. 12 bis 14 nach J. Herrmann, Sammlung Göschen, Heft 196, S. 71 ff. Leipzig 1904.

nach werden wir folgern müssen, daß auch in Abb. 17 die Kraftlinien sich durch das Innere des Dauermagnets in derselben Weise fortsetzen und schließen, wie im Innern des in Abb. 16 abgebildeten „Elektromagnets“. Ohne näher auf die Sache einzugehen, möge hier nur kurz bemerkt werden, daß das Bestehen von Dauermagneten dem Verständnisse große Schwierigkeiten bereitet.

Fast alle Überlegungen, die für das elektrische Feld angestellt wurden, können in sinngemäßer Weise auf das magnetische Feld übertragen werden. Auch dieses läßt sich in röhrenförmige Abschnitte zerlegen, deren Wandungen überall von

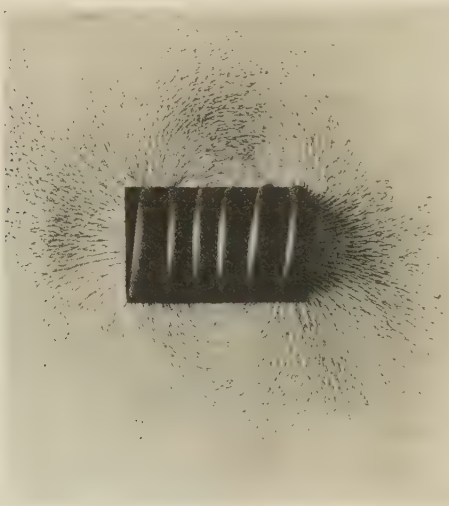
Abb. 15 b.



magnetischen Kraftlinien gebildet werden. Die magnetischen Kraftröhren sind aber, zum Unterschiede von den elektrischen, stets in sich geschlossen. Die magnetischen Kraftröhren kann man daher passend als Kraftringe bezeichnen. Der Querschnitt eines und desselben magnetischen Kraftringes ändert sich im allgemeinen von Punkt zu Punkt, wie aus den Abbildungen leicht zu ersehen ist. — Nur in einem gleichmäßigen (homogenen) Felde (z. B. im Innern einer langen Spule) haben alle Kraftringe untereinander und jeder einzelne von ihnen überall gleichen Querschnitt. Die Kraftringe können auch dazu dienen, um nicht nur den Verlauf, sondern auch die Größe des magnetischen Zwanges (Feldstärke) an jedem Punkte des Raumes darzustellen. Zu diesem Zwecke sollen die Einheitsringe so gewählt werden, daß ihr Querschnitt an solchen Stellen des Feldes gleich der Flächeneinheit

sei, wo die magnetische Feldstärke (mechanische Kraft auf den „Magnetpol 1“, S. 6) den Wert einer Dyne (S. 6) besitzt. Die Feldstärke an einem beliebigen Punkte des Feldes ist dann gleich der Zahl von Einheitsringen, die eine dort senkrecht zur Kraftrichtung gelegte Flächeneinheit durchsetzen. (Zur zeichnerischen Darstellung feinerer Einzelheiten des Feldes können wir jeden Einheitsring als Bündel einer für alle gleichen, übrigens beliebigen Zahl von Kraftringen betrachten.)

Abb. 16.



Die Ampèreschen Anziehungen gleichgerichteter und Abstoßungen entgegengesetzter Ströme (S. 5) führen im Zusammenhalte mit den betreffenden Kraftlinienbildern (Abb. 14 und 13) zu der Auffassung:

1. daß jeder magnetische Kraftring, ähnlich einem gespannten elastischen Ringe, das Bestreben hat, sich zusammenzuziehen;

2. daß benachbarte Kraftringe, in denen die Richtung des Zwanges (S. 10) dieselbe ist, einen seitlichen Druck aufeinander ausüben;

3. daß je zwei benachbarte Kraftringe, in denen die Richtung des Zwanges die entgegengesetzte ist, zu einem einzigen Ringe

zusammenzutreten streben (der dann ebenfalls die Eigenschaften 1 bis 5 besitzt);

4. daß die hierdurch bedingten Bewegungsantriebe durch die den stromführenden Leitern unmittelbar anliegenden Kraftringe auf diese Leiter selbst übertragen werden;

5. daß die stromführenden Leiter dem aus Punkt 1 folgenden Bestreben der mit ihnen verketteten Kraftringe, vollständig zusammenzusinken, entgegenwirken. Vergleicht man die Kraft-

Abb. 17.

ringe etwa mit einer gespannten Feder, so wird diese also durch die stromführenden Leiter in Spannung gehalten.

Auch der Vergleich der magnetischen mit elastischen Erscheinungen (Punkt 1) ist, wie betont werden muß, ein sehr oberflächlicher. Während z. B. der Zwang in einem elastischen Ringe mit Vergrößerung des Ringumfanges wächst, gilt das Umgekehrte für magnetische Kraftringe. Ebenso fehlt auf magnetischem Gebiete eine dem Zerreißen oder der elektrischen Entladung entsprechende Erscheinung vollständig.

Das magnetische Feld stellt, wie das elastische und das elektrische, einen Energievorrat dar. Auch hier können wir uns

leicht denken, daß die Energie im ganzen Felde verteilt ist, und daß jeder Einheitsring einen Bruchteil der gesamten magnetischen Energie enthält. Der Satz, daß der Energieinhalt eines Einheitsringes mit seinem Querschnitte in umgekehrtem, mit seiner Länge in geradem Verhältnis steht, gilt hier wie im elektrischen Falle. Durch passende Querschnitte (die überall senkrecht zu den Kraftringen gelegt werden können) zerfällt jeder Einheitsring in eine Anzahl von Zellen, deren jede den Energieinhalt 1 besitzt — Einheitszellen.

Eine Reihe weiterer Begriffe soll nun durch Betrachtung einiger besonderer Fälle gewonnen werden:

a) Es sei ein Stromträger von solcher Gestalt gegeben, daß er mit jedem seiner N Kraftringe nur einfach verkettet ist (z. B. Kreisstrom, Abb. 18a). Aus der Abbildung sind auch die zusammengehörigen Richtungen des positiven Stromes (S. 25, 26) und seiner magnetischen Kraftringe zu entnehmen. Wird die Stromrichtung umgekehrt, so wird auch die Richtung des zugehörigen Magnetfeldes in die entgegengesetzte verwandelt. Das ganze Feld sei mit einem Stoffe von der Permeabilität μ erfüllt. Andere Ströme oder Magnete seien nicht vorhanden. Dann besteht erfahrungsmäßig jeder Einheitsring des Stromfeldes aus derselben Zahl Φ von Einheitszellen. Demnach ist die gesamte magnetische Energie des Feldes

$$Q_m = N . \Phi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Sowohl N als auch Φ stehen mit der im Leiter vorhandenen Stromstärke i im geraden Verhältnis. Es ist also $N = L i$. $\Phi = \varepsilon i$, und daher

$$Q_m = \varepsilon . L . i^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10\,a)$$

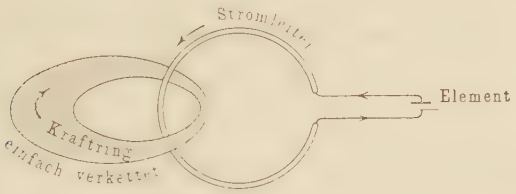
Die Anzahl L von Einheitsringen (S. 35), die mit dem vom Strome $i = 1$ durchflossenen Leiter verkettet sind, hängt nur von dessen geometrischer Gestalt (oder, was auf dasselbe hinausläuft, von der Gestalt des Feldes) ab. Die Größe ε ergibt sich gleich $\frac{\mu}{2}$, wenn das elektromagnetische Maßsystem (S. 71) zugrunde gelegt wird. In diesem Falle folgt demnach für die magnetische Gesamtenergie des Feldes der Wert

$$Q_m = \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot L \cdot i^2 \cdot \ldots\ldots\ldots \quad (10\,b)$$

Das Produkt μL bezeichnet man (aus später ersichtlichen Gründen) auch als die Zahl der mit dem Leiter bei der Stromstärke 1 verketteten Induktionsringe und nennt diese Größe den „Selbstinduktionskoeffizienten“ des Stromleiters.

b) Es seien zwei getrennte Stromkreise I und II (vgl. etwa Abb. 20) vorhanden. Der Feldstoff besitze wieder die Permeabilität μ. Wird der Leiter I von der Stromeinheit durchflossen, so besitzt er L_1 Einheitsringe, von denen ein Teil von M Einheitsringen auch mit dem Leiter II verkettet ist. Führt hingegen der

Abb. 18 a.



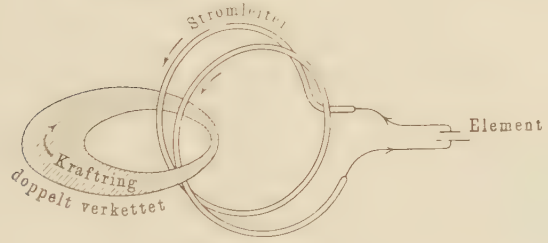


Abb. 18 b.

Kreis II einen gleichen Strom Eins, so durchsetzt dieselbe Zahl M seiner L_2 Einheitsringe die vom Leiter I umschlossene Fläche.

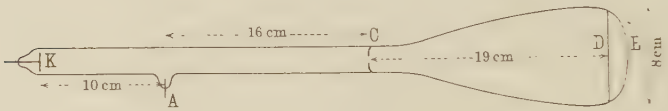
Das Produkt μM, d. h. also die Zahl der beiden Stromleitern gemeinsamen Induktionsringe, wenn in einem der Kreise die Stromstärke den Wert 1 besitzt, nennt man den „Koeffizienten der gegenseitigen Induktion“ der beiden Stromleiter, dessen Bedeutung sich aus den weiteren Betrachtungen ergeben wird (S. 43).

c) Meist besteht das Feld entweder nur aus einem Mittel von der Permeabilität $\mu = 1$ (Luft), oder es ist aus zwei Stoffen von verschiedener Magnetisierungskonstante, etwa $\mu_1 = 1$ (Luft) und μ_2 (Eisen) zusammengesetzt. Im ersten Falle sind daher L und M die Werte des Selbstinduktionskoeffizienten und des Koeffizienten

der gegenseitigen Induktion, im zweiten liegt deren Betrag zwischen L und $\mu_2 . L$, bzw. M und $\mu_2 . M$.

Wie die Wärmewirkungen des Stromes im Stromleiter (S. 26) (und seine chemischen Wirkungen), so kann auch sein magnetisches Feld zur Messung der Stromstärke benutzt werden (S. 35). Die diesem Zwecke dienenden Geräte nennt man Ampèremeter oder Galvanometer. In diesen wird entweder die Ablenkung einer drehbar aufgehängten Magnetnadel im magnetischen Felde eines unbeweglichen Stromträgers (Multiplikator, Tangentenbussole usw., S. 35) oder die Ablenkung eines beweglichen Stromleiters im Felde eines unbeweglichen Magnets [z. B. W. Thomsons Signalapparat [1]), Drehspulen-Galvanometer nach Deprez-d'Arsonval] als Maß der Stromstärke beobachtet.

Abb. 19.



Ein vorzügliches Mittel, um die Stromstärke mit Hilfe ihres magnetischen Feldes zu messen, bietet die von Hittorf (1869) entdeckte Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen durch magnetische Kräfte [2]). Da die Kathodenstrahlen (S. 30) elektrischen Strömen gleichwertig sind, so erfahren sie die gleichen Ablenkungen durch magnetische Felder, wie ein biegsamer, an der Kathode befestigter Stromleiter. F. Braun hat als Erster diese Erscheinung dem angedeuteten Zwecke mit Hilfe der nach ihm benannten Röhre nutzbar gemacht [3]). Von den mit der Braunschen Röhre gewonnenen Ergebnissen werden wir noch mehrfach zu sprechen haben.

Die von der Kathode K (Abb. 19) ausgehenden Kathodenstrahlen (A ist die Anode) treten durch die Blende C, treffen die Mitte des mit einem fluoreszenzfähigen Stoffe bestrichenen Schirmes D und bringen diesen dort zum Leuchten. Wird der Röhre bei C (ein Magnet oder) eine stromdurchflossene Spirale genähert, so

---

[1]) Vgl. Maxwell, Lehrbuch usw., Deutsche Ausgabe, **2**, § 722.

[2]) Vgl. z. B. G. C. Schmidt, „Die Kathodenstrahlen", Heft 2 dieser Sammlung.

[3]) F. Braun, Wied. Ann. **60**, 552 (1897).

werden die Kathodenstrahlen abgelenkt und treffen den Schirm D in einem anderen Punkte. Die Verschiebung des hellen Fleckes dient dann als Maß der in der Spule vorhandenen Stromstärke. Da die Kathodenstrahlen den magnetischen Kräften augenblicklich und ohne (nachweisbare) Trägheit folgen, so gibt die Lage des hellen Fleckes stets ein Maß für den augenblicklichen Wert der Stromstärke, auch wenn diese sehr rasch wechselt. Die aufeinanderfolgenden Lagen des Fleckes erscheinen in diesem Falle als helle Linie, die, im Drehspiegel betrachtet oder auf der bewegten Platte photographiert, ein Bild des zeitlichen Verlaufs des Stromes ergibt [1]).

Die Induktionserscheinungen.

„Ob man nun Ampères schöne Theorie annehmen wollte oder irgend eine andere, oder welchen Vorbehalt man auch machte, es erschien dennoch sehr außergewöhnlich, daß, da jeder elektrische Strom von einer entsprechenden starken magnetischen Wirkung (d. h. einem magnetischen Felde) senkrecht zu dem Strome begleitet war, in guten Leitern der Elektrizität, die ins Bereich dieser Wirkung gebracht wurden, nicht irgend ein Strom oder sonst eine Wirkung hervorgebracht werden sollte, die an Stärke solch einem Strome entsprechend wäre [2])."

Nach Faradays ursprünglicher Erwartung sollte also im Drahte II (Abb. 20) ein Strom vorhanden sein, solange ein solcher im Stromkreis I unterhalten würde. Er fand jedoch bald, daß, solange I von einem Strom von unveränderlicher Stärke i_1 durchflossen wurde, der Draht II vollkommen stromlos blieb. Nur während des Entstehens und Vergehens des Stromes i_1 durch Schließen oder Öffnen des Stromschlüssels S, meldete das Galvanometer G einen den Stromkreis II durchzuckenden, rasch vorübergehenden Stromstoß.

Vielfache Veränderung der Versuchsbedingungen führte Faraday dann zu folgendem allgemeinen Ergebnis:

In einem geschlossenen Leiter (z. B. II in Abb. 20) wird immer dann und nur dann ein Strom „induziert", währenddem

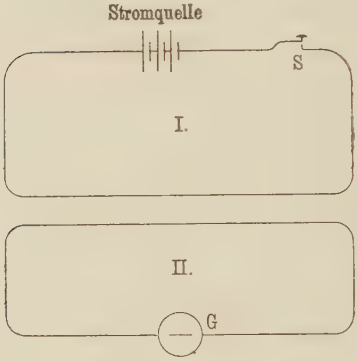
[1]) F. Braun, a. a. O.; H. Ebert, Wied. Ann. **64**, 240 ff. (1898); J. Zenneck, ebenda **69**, 838 ff. (1899); A. Wehnelt und B. Donath, ebenda **69**, 861 (1899); F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. **1**, 468 (1900) und viele spätere Anwendungen.

[2]) Faraday, Exp. Res. Vol. I, Ser. I, Nov. 1831, § 3.

sich die Anzahl magnetischer Induktionsringe (S. 39), mit der er verkettet ist, verändert.

Dabei ist es vollständig gleichgültig, durch welche Ursache die Zahl der mit II verketteten Induktionsringe geändert wird: im Falle der Abb. 20 kann dies z. B., bei fester gegenseitiger Lage der beteiligten Körper, durch Änderung der Stromstärke (und daher des magnetischen Feldes) des „induzierenden" Leiters geschehen; es kann aber auch durch Veränderung der gegenseitigen Lage der beiden Leiter, oder endlich durch Gestaltsveränderung (Verbiegen usf.) des „induzierenden" oder „induzierten" Leiters oder beider erfolgen. Auch hat es keinerlei Einfluß, ob das „induzierende" Magnetfeld von stromführenden Leitern oder von Dauermagneten herrührt: so könnte z. B. in Abb. 20 der Kreis I durch einen Magnet ersetzt und in II ein Strom induziert werden, indem auf irgendwelche Art die Lage des Magnets gegen II so verändert würde, daß sich — worauf es allein ankommt — dabei die Anzahl der mit II verketteten Induktionsringe ebenfalls ändert.

Abb. 20.

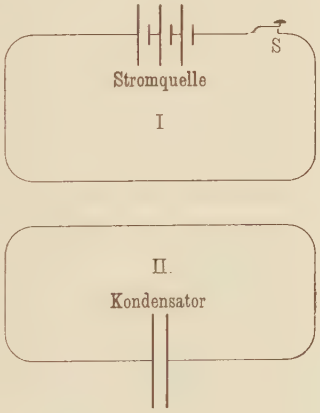


Die Stärke i_2 des induzierten Stromes erweist sich für einen und denselben Stromkreis (vom Widerstande w_2) erfahrungsmäßig als nur abhängig von der Zahl der in der Sekunde mit ihm in oder außer Verkettung tretenden Induktionsringe, und zwar steht sie mit dieser Zahl in geradem Verhältnis. Dabei sind — z. B. bei Spulen — Ringe, die mit dem induzierten Leiter n-fach verschlungen sind (Abb. 18 b), n-mal in Rechnung zu setzen. Da der induzierte Strom (in Metallen) dem Ohmschen Gesetze (S. 27): $i_2 = V_2 \, w_2$ folgt, so steht also die „induzierte elektromotorische Kraft" V_2 [1]) mit der genannten Zahl von Induktions-

[1]) Das heißt die doppelte Zahl von Einheitszellen, aus der jede der im induzierten Leiter erzeugten elektrischen Kraftröhren besteht (S. 26). Diese elektrischen Kraftröhren sind, der Bahn des Leiters folgend, ringförmig geschlossen (S. 15, Anm.; S. 44).

ringen ebenfalls in geradem Verhältnis und ist nur von ihr abhängig. In dem besonderen Falle der Abb. 20 wird die Induktionswirkung auf II demnach um so stärker sein, je rascher sich in I die Stromstärke und daher das magnetische Feld des induzierenden Leiters ändert und je größer der gegenseitige Induktionskoeffizient der Leiter I und II (S. 39) ist. Denn je größer dieser, desto größer ist überhaupt, für jeden Wert der Stromstärke in I, die Zahl gemeinsamer Induktionsringe; je rascher aber bei gegebenem Induktionskoeffizienten der Strom in I und mit ihm sein magnetisches Feld entsteht oder vergeht, desto größer ist die Zahl der in der Sekunde mit II in oder außer Verkettung tretenden Ringe, desto höher also auch der Wert der induzierten Potentialdifferenz. Wünscht man daher in einem Stromleiter eine möglichst große elektromotorische Kraft V_2 zu induzieren, so hat man dafür zu sorgen, daß entweder der Koeffizient der gegenseitigen Induktion möglichst groß, oder daß die Änderungsgeschwindigkeit des induzierenden Feldes (z. B. des induzierenden Stromes) eine möglichst hohe sei, oder endlich, daß diese beiden Bedingungen gleichzeitig erfüllt seien.

Abb. 21.



Es erhebt sich nun die Frage, was geschieht, wenn, wie in Abb. 21, der induzierte (oder sekundäre) Leiter nicht vollkommen geschlossen, sondern an einer Stelle unterbrochen ist? Seine freien Enden können wir als Belegungen eines Kondensators (S. 16) betrachten, dessen Kapazität je nach ihrer Form und je nach dem sie umgebenden Feldstoffe von verschiedenem Werte sein kann. Der Leiter selbst bildet dann die Verbindung zwischen den Bestandteilen dieses Kondensators, deren Rolle früher (S. 30) besprochen wurde. Die Erfahrung zeigt, daß auch hier im sekundären Kreise keinerlei Wirkung erfolgt, solange das magnetische Feld, in dem er sich befindet, unverändert bleibt. Sobald aber

aus irgendwelcher Ursache die Zahl der mit dem Sekundärkreise verketteten magnetischen Induktionsringe sich ändert, wobei es wiederum gleichgültig ist, ob diese von Strömen oder Dauermagneten herrühren, so entsteht eine (etwa elektroskopisch meßbare, S. 17) Ladung des Kondensators. Seine Potentialdifferenz erweist sich dabei als nur abhängig von der Zahl der in der Sekunde mit dem Sekundärkreise in oder außer Verkettung tretenden magnetischen Ringe.

Wir können uns die Vorstellung bilden, daß die elektrischen Kraftröhren des durch den Induktionsvorgang geladenen Kondensators sich längs der Bahn des seine beiden Belegungen verbindenden Leiters in diesem fortsetzten und ringförmig schließen (Anm. S. 42). Jede von ihnen hat eine bestimmte, für alle gleiche Anzahl von Einheitszellen, die, wie im früheren Falle, nur vom gegenseitigen Induktionskoeffizienten und der Änderungsgeschwindigkeit der Induktionsringzahl abhängt und mit dieser in geradem Verhältnis steht. Ein großer und für alle Röhren gleicher Teil dieser (elektrischen) Einheitszellen verläuft zwischen den Kondensatorbelegungen im Dielektrikum. Hierbei kann unter den früher besprochenen Umständen (S. 23) sogar eine elektrische Entladung (Funken usw.) zwischen den Belegungen des Kondensators eintreten (Ruhmkorffscher Funkeninduktor). Kommt es nicht so weit, so entladet sich der Kondensator, sobald die induzierende Wirkung aufhört, nach rückwärts durch den verbindenden Leiter (S. 30, 47).

In einem früheren Abschnitte wurde der bei Ladung oder Entladung eines Kondensators sich im Dielektrikum abspielende Vorgang als Verschiebungsstrom bezeichnet (S. 30). Durch Benutzung dieses Begriffes läßt sich die Induktion in leitend geschlossenen und in „offenen“ Sekundärkreisen unter demselben Gesichtspunkte behandeln. In beiden Fällen tritt unter sonst gleichen Umständen dieselbe Potentialdifferenz im Sekundärleiter auf (Anm. S. 42). Im Falle des geschlossenen Leiters ist die von ihm hierbei aufgenommene und in Wärme verwandelte elektrische Energie nach dem Jouleschen Gesetze (S. 26) nur von seinem Widerstande abhängig und nach Gleichung (8a) zu berechnen. Beim offenen Kreise ist die zunächst hauptsächlich in Form elektrischen Zwangszustandes des Kondensatorfeldes aufgenommene und erst bei dessen „Entladung“ in Wärme verwandelte Energie (vgl. vorigen Absatz) durch die Kapazität (S. 18) des Kondensators bedingt.

Wie jeder elektrische Strom, so besitzt natürlich auch der induzierte Strom während seines Bestehens ein magnetisches Feld, mit dem er in dem aus Abb. 18a, b ersichtlichen Sinne verkettet ist. Für die Richtung des Induktionsstromes läßt sich eine einfache Regel angeben: Das induzierte magnetische Feld sucht stets einer Veränderung der Anzahl magnetischer Induktionsringe entgegenzuwirken, mit denen der induzierte Leiter verkettet ist, (Lenzsche Regel.) Besteht diese Veränderung daher in einer Vermehrung der Zahl verkettender Ringe, so ist die Kraftrichtung des induzierten Magnetfeldes jener des induzierenden entgegengesetzt (Schließen des primären Stromes, Annähern eines Magnets an den induzierten Stromkreis); besteht sie in einer Verminderung dieser Zahl, so ist das induzierte Magnetfeld dem induzierenden gleichgerichtet (Öffnen des primären Stromes, Entfernen eines Magnets vom induzierten Stromkreis). Nimmt also die Anzahl der mit dem (offenen oder geschlossenen) Sekundärleiter verketteten Induktionsringe in regelmäßiger Zeitfolge ab und zu, so wird in ihm nach dem Gesagten die induzierte elektromotorische Kraft (V_2) und daher auch der induzierte (Leitungs- und Verschiebungs-) Strom in demselben Zeitmaße Stärke und Richtung ändern. Einen solchen Strom nennt man Wechselstrom. Die erforderliche Änderung der Zahl und Richtung der verkettenden Ringe läßt sich offenbar erzielen entweder durch passende Bewegung (Drehung) des sekundären Leiters in einem unveränderlichen Magnetfelde (Wechselstrommaschine mit drehbarem Anker) oder bei ruhendem sekundären Leiter durch entsprechende Veränderung des induzierenden Feldes (Wechselstrommaschine mit drehbarem Magnetfelde, Induktionsapparat und Wechselstromtransformator).

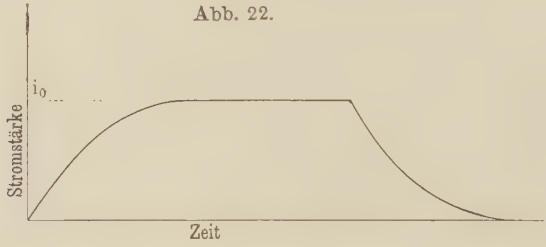
Die Erscheinungen der Selbstinduktion [1]).

Eine Stromquelle von gegebener elektromotorischer Kraft V erzeugt nach dem Ohmschen Gesetze in einem Leiter vom Widerstande w einen Strom i_0 (S. 26). Man wird auf den ersten Blick

[1]) Die Untersuchungen Faradays über diesen Gegenstand, durch die der Zusammenhang mit den von ihm früher entdeckten Induktionserscheinungen klargelegt wurde, entstanden durch die weitere Verfolgung einer ihm von Jenkin mitgeteilten Beobachtung. Exp. Res., Vol. I., Ser. IX, § 1049 (1834—1835).

geneigt sein zu erwarten, daß diese Stromstärke sofort nach Schließen des Stromes erreicht wird, um in unverminderter Stärke anzudauern und beim Unterbrechen mit einem Schlage zu verschwinden. Die Erfahrung lehrt aber, daß der Strom beim Schließen nur allmählich zu seinem nach dem Ohmschen Gesetze erwarteten Werte ansteigt, um beim Unterbrechen nur allmählich auf Null abzusinken. In Abb. 22 ist dieser Verlauf der Stromstärke [etwa mit Hilfe der Braunschen Röhre (S. 40) beobachtet gedacht] dargestellt. Dasselbe Bild würde die Untersuchung mit Hilfe jedes beliebigen geeigneten Galvanometers (z. B. eines Saitengalvanometers) liefern.

Abb. 22.



Im ersten Zeitabschnitt nach Stromschluß bis zum Unveränderlichwerden des Stromes wird also im Leiter eine geringere Energiemenge in Joulesche Wärme verwandelt, als wenn der Strom von Anbeginn mit der Stärke i_0 aufgetreten wäre. Dagegen sehen wir, daß nach Ausschalten der die Energie liefernden Stromquelle gleichwohl noch eine Zeitlang Strom und daher Wärmeentwickelung im Leiter und somit notwendigerweise Energiezufuhr vorhanden ist. Die Braunsche Röhre mißt, wie wir wissen, den augenblicklichen Wert der Stromstärke durch die Stärke des zugehörigen magnetischen Feldes. Die Abb. 22 lehrt daher auch, daß das einem Strome entsprechende Magnetfeld nicht plötzlich entsteht und vergeht, wenn dieser geschlossen oder geöffnet wird. Der Zusammenhang dieser Tatsachen springt in die Augen.

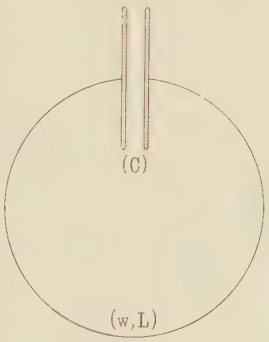
Ohne auf das innere Getriebe des Vorganges einzugehen, können wir ihn durch ein Gleichnis verständlich zu machen suchen. Um in einem Leiter eine Verwandlung elektrischer Energie in Wärme in bestimmtem Betrage in der Zeiteinheit ($i_0^2 w$) vornehmen zu dürfen, muß jede Stromquelle an das umgebende Mittel

eine unverzinsliche Einlage in Form magnetischer Energie entrichten. Die Höhe dieser Einlage ist nach Gleichung (10 b) durch den Wert der nach dem Ohmschen Gesetze geforderten Stromstärke i_0 und den Wert des Selbstinduktionskoeffizienten μL des Leiters (S. 39) zu $Q_m = \frac{\mu . L . i_0^2}{2}$ bestimmt. Nur im Verhältnis der bereits entrichteten Teilzahlung darf die Energieverwandlung im Drahte erfolgen. Ist die Einlage voll bezahlt, so kann der Betrieb im Drahte in unverändertem Maße fortgesetzt werden. Wird er eingestellt (oder verringert), so wird die Einlage voll (oder zum Teil) zurückerstattet, d. h. die magnetischen Induktionsringe sinken in sich zusammen (vgl. S. 36, 37) und treten dadurch außer Verkettung mit dem zugehörigen Stromleiter; in diesem wird hierdurch nach den im vorigen Abschnitte erläuterten Gesetzen eine entsprechende elektromotorische Kraft bzw. ein Strom „induziert“: die von diesem erzeugte Wärmemenge ist der rückerstattete Gegenwert für die verschwundene magnetische Energie.

Elektrische Schwingungen.

Ein Fall von größter Wichtigkeit für unsere Zwecke soll nun betrachtet werden. Ein Kondensator von der Kapazität C (Abb. 23) sei zur Potentialdifferenz V geladen. Nach dem früher Gesagten (S. 19, 17) ist die Zahl seiner elektrischen Einheitsröhren $e = V . C$, die gesamte elektrische Energie seines Feldes $Q_e = \frac{1}{2} V . e$. Die Belegungen des Kondensators sollen plötzlich durch einen Leiter vom Widerstande w und dem Selbstinduktionskoeffizienten L miteinander verbunden werden. Wir wissen, daß der Kondensator sich durch den Verbindungsdraht zu „entladen“ sucht. Damit jedoch der Entladungsstrom im Drahte entstehen könne, ist nach dem vorigen Abschnitte die Schaffung eines magnetischen Feldes Q_m erforderlich, dessen Kosten aus dem Energieinhalte der Stromquelle, hier also aus der oben angegebenen elektrischen Energie

Abb. 23.



des Kondensators, bestritten werden müssen. Wie in dem Beispiele des vorigen Abschnittes wird auch hier der Strom im Drahte und das zugehörige magnetische Feld allmählich ansteigen. Da hierzu ein Teil der Einheitsröhren des Kondensators verbraucht wird, so sinkt seine elektromotorische Kraft in entsprechendem Maße. Es muß daher der Augenblick kommen, wo die Stromstärke im Drahte gerade jenen Wert erreicht hat, den das Ohmsche Gesetz für die eben noch vorhandene Potentialdifferenz des Kondensators fordert. Nun könnte der Verwandlungsvorgang im Drahte (vgl. Abb. 22) in gleichbleibender Stärke fortdauern, wenn der Kondensator (wie früher das galvanische Element) eine unveränderliche Potentialdifferenz zu liefern vermöchte. Doch dies ist offenbar nicht der Fall. Denn in dem Maße, in dem weitere Einheitsröhren dem Kondensator entzogen und im Drahte in Wärme verwandelt werden, sinkt seine Potentialdifferenz und demnach die dem Ohmschen Gesetze gemäße Stromstärke. Von jetzt an wird daher die im magnetischen Felde angelegte Energie dem Stromträger zurückerstattet; zum Teil erscheint sie als Stromwärme des Leitungsstromes im Drahte, zum Teil als elektrische Energie des Verschiebungsstromes im Dielektrikum des Kondensators (S. 30) wieder. Da in diesem Zeitabschnitte die abnehmende Potentialdifferenz des Kondensators und das verschwindende Magnetfeld einander unterstützen (während im Falle der Abb. 22 schließlich das Magnetfeld allein wirkte), so dürfen wir hier keinen unstetigen Abfall der Stromstärke erwarten. Endlich muß die ursprüngliche Energie des Kondensators und das magnetische Feld vollständig verschwunden, der Strom im Drahte also Null geworden sein. Machen wir nun aber den Rechnungsabschluß über den ganzen Vorgang, so finden wir eine Ersparnis, die zum Weiterbetriebe verwendet werden kann: der Energievorrat des Kondensators wurde zum Teil in Joulesche Wärme verwandelt. Diese für unsere Zwecke minderwertige Energieform wollen wir als Verlust buchen. Ein anderer Teil lieferte die magnetische Energie des Feldes. Diese nun wurde, wie erwähnt, in zwei Formen zurückerstattet. Jener Teil, der als Joulesche Wärme wiedererschien, ist für unsere Absichten verloren — auch er kommt auf die Verlustseite. Ein Teil der magnetischen Energie aber lieferte den Verschiebungsstrom im Kondensatorfelde; dieser ist am Ende des Vorgangs in Form elektrischer Energie vorhanden;

diese ist um den ganzen in Wärme verwandelten Betrag kleiner als zu Beginn des Versuches, daher ist auch die Potentialdifferenz geringer, deren Richtung überdies der ursprünglichen Ladung des Kondensators entgegengesetzt ist. Die ganze Vorrichtung befindet sich also, bis auf das Vorzeichen und die Größe der Potentialdifferenz, in ganz demselben Zustande wie zu Beginn. Der ganze eben betrachtete Vorgang wird demnach wieder eintreten müssen, nur unter Umkehrung aller in Betracht kommenden Größen und in verminderter Stärke. Dieses Spiel wird sich so lange wiederholen können, als dabei nicht der gesamte zu Anbeginn verfügbare Energievorrat des Kondensators durch Verwandlung in Stromwärme entwertet ist. (S. 55, 102.)

Den eben beschriebenen Vorgang bezeichnet man als oszillatorische (schwingende) Entladung oder als elektrische Schwingung.

Savary hatte im Jahre 1824 die sogenannte anomale Magnetisierung von Stahlnadeln durch die Entladung Leidener Flaschen beobachtet. Durch Verfolgung dieser Tatsache kam schon Josef Henry (1842) zu der Überzeugung, daß „die Erscheinung verlangt, eine Hauptentladung in einer Richtung und dann mehrere hin und her gehende Reflexwirkungen anzunehmen, jede folgende schwächer als die vorhergehende, bis zur Erreichung des Gleichgewichtes“ [1]).

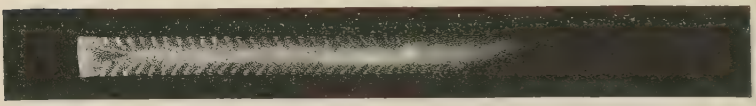
Henrys Arbeiten scheinen in jener Zeit ziemlich unbekannt geblieben zu sein. So konnte denn Feddersen [2]) (1857—1862) die schwingende Beschaffenheit der Kondensatorentladung unabhängig von Henry und mit ganz anderen Verfahren als dieser durch Versuche erweisen. Er entlud eine Leidener Flaschenbatterie durch einen Draht, der an einer Stelle durch eine Funkenstrecke unterbrochen war. Die Beobachtung des Funkens in einem Drehspiegel oder seine Abbildung auf einer bewegten photographischen Platte zeigte, daß er in Wirklichkeit aus einer Reihe regelmäßig aufeinander folgender Funken von wechselnder Richtung besteht — ein Beweis für die Schwingungsnatur der Entladung. Die Ausmessung des Funkenbildes gestattet, bei bekannter Drehungsgeschwindigkeit des Spiegels die Zeit zwischen je zwei aufeinander

[1]) O. Lodge, Modern Views of Electricity, p. 428 (1892).

[2]) Vgl. G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität, 2. Aufl., **4**, 293.

folgenden Teilfunken (die Schwingungsdauer, S. 54) zu messen [Abb. 24][1]). Durch welches Mittel die Ladung des Kondensators erfolgt, ist für den Entladungsvorgang offenbar gleichgültig. Daher bedarf unser Bild von dem Entladungsvorgange in einem offenen induzierten Kreise (S. 44) einer Ergänzung; auch bei dieser Entladung müssen nämlich Schwingungen auftreten. Untersuchungen hierüber wurden mit dem von Helmholtz erdachten Pendelunterbrecher von Schiller[2]) angestellt und hatten den erwarteten Erfolg. Nach K. Reinig[3]) lassen sich die Schwingungen sichtbar machen, indem man die Pole der Sekundärspule eines Induktoriums mit den Belegungen einer Leidener Flaschenbatterie verbindet, an dem Knopf der Batterie eine Geißlerröhre anbringt und diese in einem langsam gedrehten Spiegel betrachtet.

Abb. 24.



Ein sehr sinnreiches Verfahren zur Beobachtung der schwingenden Entladung von Kondensatoren und offenen Induktionskreisen hat, von Feddersens Beobachtungsweise ausgehend, W. König[4]) ausgearbeitet.

„Der an die Pole des sekundären Kreises eines Induktoriums mittlerer Größe angehängte Kondensator bestand aus zwei parallel geschalteten Leidener Flaschen aus sehr dickem Glase. In die Zuleitung von dem einen Pole der Sekundärspule zur inneren Belegung war die Funkenstrecke eingeschaltet; der Funke sprang zwischen Messingspitzen über, die vertikal in 0,6 cm Entfernung übereinander standen. Ein großes photographisches Objektiv entwarf von diesen Funken ein etwa fünfmal vergrößertes Bild auf eine photographische Platte, die an einem Fallpendel befestigt war ...“

---

[1]) Nach Battelli und Magri, vgl. S. 58.

[2]) N. Schiller, Pogg. Ann. **152**, 535 ff. (1874).

[3]) K. Reinig, Zeitschr. f. phys. u. chem. U. **32**, 172 (1919).

[4]) W. König, Wied. Ann. **67**, 535 (1899), wo auch die übrige hierhergehörige Literatur zusammengestellt ist. Abb. 25 bis 27 sind dieser Arbeit entnommen. Vgl. auch W. König, Phys. Zeitschr. **9**, 788 (1908).

Das Fallpendel öffnet im richtigen Augenblicke den Strom in der Primärspule des Induktoriums. „Das Funkenbild (Abb. 25) zeigt aufs deutlichste, wie sich die langsamen Schwingungen (der

Abb. 25.

Sekundärspule) des Induktoriums durch die Funkenstrecke hindurch vollziehen, nachdem durch einen ersten Funken die Isolation durchbrochen und die Brücke zwischen Spule und Kondensatorbelegung geschlagen ist."

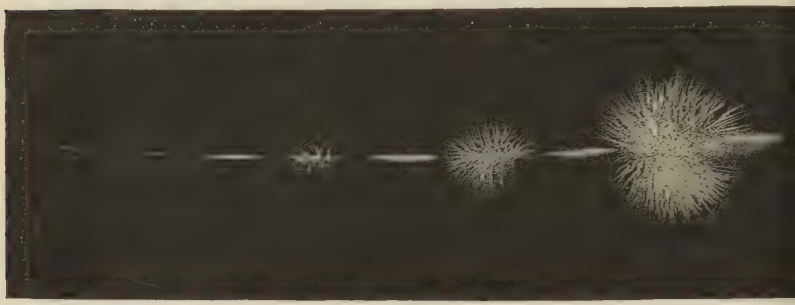
Abb. 26.

„Man erhält eine weit bequemere Methode, wenn man als Indikator der elektrischen Schwingungen Lichtenbergsche Figuren benutzt. Auf den zusammengesetzten Charakter der durch oszillierende Ladungen hervorgebrachten Lichtenbergschen Figuren hat zuerst H. v. Bezold[1]) hingewiesen." Man verbindet nun die

[1]) W. v. Bezold, Pogg. Ann. **140**, 145 (1870).

beiden Kondensatorbelegungen unmittelbar mit den Polen der Sekundärspule; man verbindet die Metallunterlage eines größeren, auf einer Schwungmaschine befestigten Harzkuchens durch einen

Abb. 27.



Schleifkontakt mit dem einen Beleg, eine Metallspitze, die sich über dem Harzkuchen befindet, mit dem anderen Beleg und schließt den primären Strom des Induktoriums. Der Harzkuchen wird in

Abb. 28.

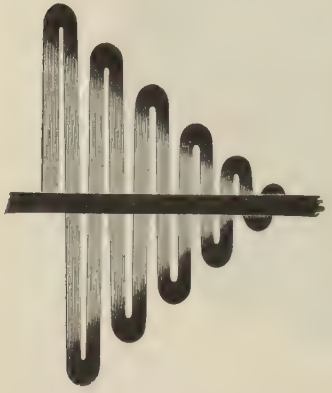


Abb. 29.

Drehung versetzt und während dessen der primäre Strom einmal unterbrochen. Nach Abheben der Metallspitze bestäubt man den Harzkuchen mit Schwefel-Mennigepulver. Die Harzscheibe bietet dann den in Abb. 26 abgebildeten Anblick. — Die abwechselnd positiven (1, 3, 5) und negativen (2, 4, 6) Lichtenbergschen

Figuren lassen die schwingende Beschaffenheit der Kondensatorentladung erkennen. Statt des sich drehenden Harzkuchens benutzte König auch am Fallpendel befestigte Lichtbildplatten. Über diese streicht ein feiner Messingdraht, der mit dem einen Kondensatorbelege verbunden ist. Die auf die Platte vom Drahte übergehenden positiven und negativen Entladungen ergeben beim Entwickeln das in Abb. 27 wiedergegebene Bild.

Eine sehr anschauliche Darstellung der schwingenden Entladung bietet nach F. Richarz und W. Ziegler [1]) deren Auflösung mit Hilfe der Braunschen Röhre (S. 40). „Die Flaschen entluden sich durch ein Funkenmikrometer und durch die Spule, welche, unter der Braunschen Röhre befindlich, die Ablenkung des Fluoreszenzfleckes hervorrief, dessen Bild im rotierenden Spiegel betrachtet wurde."

Abb. 28 zeigt den sich im Spiegel bietenden Anblick.

Abb. 29 stellt ebenfalls eine schwingende Kondensatorentladung (400 sec) dar, wie sie von J. Zenneck [2]) unter Anwendung der Braunschen Röhre photographisch aufgenommen wurde. (S. 40.)

Ein vorzüglicher Behelf für die Beobachtung schwingender Entladungen ist auch der Glimmlichtoszillograph von E. Gehrcke [3]).

Einige Grundbegriffe aus der Lehre von den Schwingungen.

Schwingungsvorgänge begegnen uns auf fast allen Gebieten der Physik. Der Name „Schwingung" selbst stammt aus dem Vorstellungskreise der Mechanik; er wird aber in übertragenem Sinne auch dort gebraucht, wo es sich nicht, wie z. B. beim Pendel, um wirkliche Bewegung von Körpern handelt, sondern um Veränderungen irgendwelcher Größen, deren zeitlicher Ablauf durch dieselben mathematischen Mittel darstellbar ist wie jene. In einem rechtwinkligen Achsenkreuze werde als Abszisse die Zeit, als Ordinate der entsprechende Wert der Größe, um die es sich handelt,

---

[1]) F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. **1**, 468 (1900).

[2]) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 820 (1904).

[3]) E. Gehrcke, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 176 (1904); Z. f. Instr. **25**, 33, 278 (1905); vgl. auch z. B. E. Ruhmer, Z. f. d. phys. u. chem. U. **19**, 141 (1906); H. Diesselhorst, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 318 (1907); **10**, 306 (1908).

eingetragen; werden die Endpunkte der Ordinaten durch einen Linienzug verbunden, so gibt dieser ein Bild von der zeitlichen Veränderung der betreffenden Größe.

Erteilt man z. B. einem ruhenden reibungslosen Pendel einen Stoß und verzeichnet als Ordinaten seine kleinen Ausweichungen aus der Ruhelage, so erhält man die in Abb. 30 dargestellte sog. Sinuslinie. Die größten Werte der Ausweichung $\pm a$ nennt man Schwingungsweite. Wie aus der Abbildung zu sehen ist, wiederholen sich nach regelmäßigen Zeitabschnitten (τ) dieselben Werte der schwingenden Größe. Diese Zeit τ nennt man die Schwingungsdauer (S. 50); in dieser Zeit vollzieht sich eine ganze Schwingung. Geschehen in der Zeiteinheit (Sekunde) ν ganze Schwingungen, so daß $\nu \,.\, \tau = 1$ [oder $\nu = 1\ \tau$], so nennt man ν die Schwingungszahl. Wären keine hemmenden Einflüsse

Abb. 30.

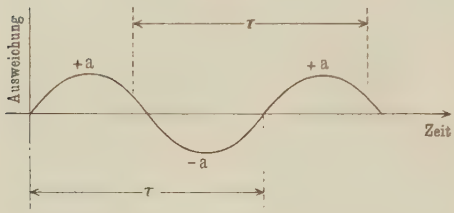
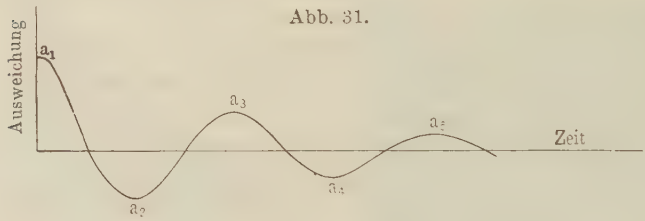


Abb. 31.



vorhanden, so würde das Pendel mit unverminderter Schwingungsweite in alle Ewigkeit fortschwingen und Abb. 30 den wahren Verlauf der ungedämpften Sinusschwingung darstellen. In Wirklichkeit aber wird die Bewegungsenergie des Pendels allmählich aufgezehrt; sie verwandelt sich zum Teil in Reibungswärme (im Aufhängungspunkte und infolge des Luftwiderstandes), zum Teil in lebendige Kraft des umgebenden Mittels, welch letzteren Vorgang man passend als Strahlung bezeichnen kann. Die aufeinander folgenden Schwingungsweiten nehmen daher an Größe

ab. Man bezeichnet diese durch Abb. 31 dargestellte Schwingung als **gedämpfte Sinusschwingung.**

Als Maß der Dämpfung, deren Ursache wir in der entwickelten Wärme und ausgesandten Strahlung erkannt haben, läßt sich das Verhältnis zweier aufeinander folgender Schwingungsweiten $a_n\ a_{n+1}$, oder noch zweckmäßiger das sogenannte „logarithmische Dekrement" $\delta = log\, a_n\ a_{n+1}$ betrachten. Je nach den Versuchsbedingungen kann es während des ganzen Verlaufes der gedämpften Schwingung veränderlich oder unveränderlich sein. Überschreitet die Dämpfung (das Dekrement) einen bestimmten Betrag, so findet überhaupt keine richtige Schwingung mehr statt, das Pendel geht „aperiodisch" in seine Ruhelage zurück. (Abb. 32.)

Abb. 32.

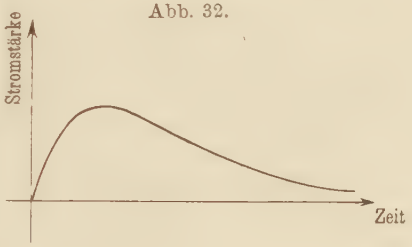
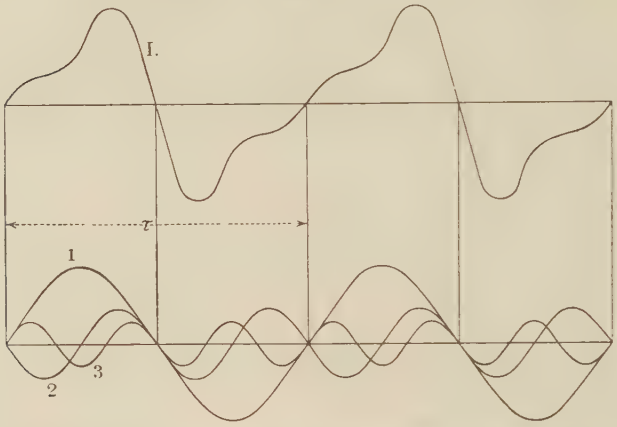


Abb. 28 stellt den Fall einer gedämpften elektrischen Schwingung von veränderlichem, Abbildung 29 den einer solchen von unveränderlichem Dekremente dar, wobei die Zeit als Abszisse, die Stromstärke (magnetische Feldstärke) als Ordinate erscheint. Als Ursache der Dämpfung haben wir auch hier die Wärmeentwickelung erkannt. Ob im elektrischen Falle ebenfalls ein der Strahlung entsprechender Vorgang Anteil an der Dämpfung hat, kann erst an einer späteren Stelle erörtert werden (S. 102).

Durchaus nicht alle in regelmäßiger zeitlicher Wiederkehr verlaufenden Vorgänge lassen sich durch einfache gedämpfte oder ungedämpfte Sinuslinien darstellen. So würden z. B. die Ausweichungen eines Punktes einer ungedämpft schwingenden Saite, die außer ihrem Grundton noch dessen ersten und zweiten Oberton (Oktave und deren Quinte) gäbe, durch die Linie I (Abb. 33) von der Schwingungsdauer τ dargestellt. Dieselbe Linie entsteht auch durch Übereinanderlagerung (geometrische Addition) der mit 1, 2, 3 bezeichneten ungedämpften Sinuslinien von den Schwingungsdauern τ, $\frac{\tau}{2}$, $\frac{\tau}{3}$. Der Punkt führt also diese drei Schwingungen gleichzeitig aus, die sich zu seiner wirklichen Gesamtbewegung

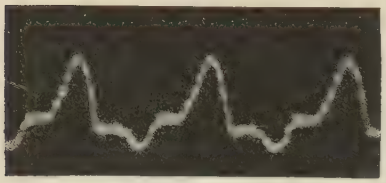
zusammensetzen. Und ganz allgemein gilt der von Fourier gefundene Satz, daß sich ein Stück jeder wie immer gestalteten Linie durch die Übereinanderlagerung einer entsprechenden (unter Umständen unendlich großen) Zahl einfacher, ungedämpfter Sinuslinien von passend gewählten Schwingungsweiten darstellen lasse.

Abb. 33.



In Abb. 34 ist der zeitliche Verlauf eines mit der Braunschen Röhre photographisch aufgenommenen Wechselstromes wiedergegeben [1]). Auch er läßt sich nach dem Fourierschen Satze als Summe entsprechend gewählter rein sinusförmiger Wechselströme auffassen. Nach alledem werden wir berechtigt sein, einen Wechselstrom als eine ungedämpfte elektrische Schwingung zu betrachten.

Abb. 34.

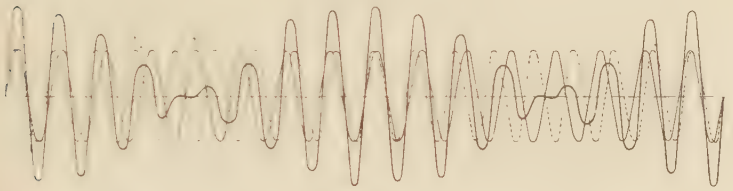


Wirken zwei Schwingungen von etwas verschiedenen Schwingungszahlen ν_1 und ν_2 zugleich auf denselben Punkt ein, so wird dieser in eine Schwingung versetzt, deren Schwingungsweite in regelmäßiger zeitlicher Folge an- und abschwillt, wie dies aus

[1]) A. Wehnelt und B. Donath, Wied. Ann. **69**, 866 (1899).

Abb. 35 zu ersehen ist. Man nennt diese eigentümliche Erscheinung „Schwebungen“. Die Zahl der Schwebungen in der Sekunde ist ersichtlich gleich $\nu_1 - \nu_2$. Das An- und Abschwellen des Tones beim gleichzeitigen Ertönen zweier ein wenig gegeneinander verstimmter Stimmgabeln (oder anderer Schallquellen) läßt sich mit dem Ohre leicht wahrnehmen. Treten bei irgend einem Schwingungsvorgang Schwebungen auf, so ist dies ein sicheres Zeichen für das gleichzeitige Vorhandensein von (mindestens) zwei gegeneinander ein wenig verstimmten Schwingungen (S. 129).

Abb. 35.



Bei jeder schwingungsfähigen Anordnung (Pendel, Saite, Kondensator mit Verbindungsdraht usw.) erhebt sich nun die Frage, wovon ihre Schwingungsdauer abhängt. Für das physische und mathematische Pendel hat sich bekanntlich die Schwingungsdauer

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{Direktionskraft}}} \quad \ldots\ldots (11\,a)$$

ergeben, wo $\pi = 3{,}14 \ldots$ die Ludolfische Zahl bedeutet. Für die freie Eigenschwingung bei der schwingenden Entladung von Kondensatoren (S. 47 ff.) fanden W. Thomson (Lord Kelvin) und Kirchhoff

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{L}{\mathfrak{P}}} = 2\pi \sqrt{L \,.\, C} \quad \ldots\ldots (11)$$

wenn C die Kapazität des Kondensators ($\mathfrak{P}$ die spezifische Potentialdifferenz, S. 19) und L den Selbstinduktionskoeffizienten des Verbindungsdrahtes der Kondensatorbelege darstellt (S. 39). Beide Formeln gelten streng für den Fall, daß die Schwingungen ungedämpft sind, also weder Wärmeentwickelung noch Strahlung stattfindet. Dämpfung vergrößert die Schwingungsdauer; doch ist der Einfluß erst bei sehr hohen Werten der Dämpfung von Bedeutung (aperiodische Dämpfung, S. 55).

Es möge hier kurz auf die oft bemerkte Ähnlichkeit hingewiesen werden, die zwischen den Erscheinungen der Selbstinduktion und jenen der Trägheit besteht, und die sich in unverkennbarer Weise auch in den eben angegebenen Formeln widerspiegelt. Auf die weitgehenden Folgerungen einzugehen, die hieran im Sinne einer elektromagnetischen Theorie der Mechanik geknüpft worden sind, würde aber zu weit von den Zielen unserer Betrachtung ablenken.

Die Gültigkeit der Thomson-Kirchhoffschen Formel für die Schwingungsdauer der Kondensatorentladung ist von zahlreichen Forschern geprüft worden. Eine ziemlich vollständige Übersicht über die einschlägigen Arbeiten findet sich in einer Abhandlung von Battelli und Magri[1]), die den gleichen Zweck verfolgt. Die Untersuchung geschah nach dem Verfahren von Feddersen mit Hilfe des Drehspiegels. In folgender Tafel sind die aus den bekannten Werten der verwendeten Kapazitäten und der Selbstinduktionen nach der Formel (11) berechneten und die beobachteten Werte der Schwingungsdauer aus der angeführten Arbeit zusammengestellt:

τ in Sekunden (nach Battelli und Magri)

berechnet	beobachtet
0,000 004 254	0,000 004 235
0,000 003 034	0,000 003 006
0,000 002 400	0,000 002 373
0,000 001 201	0,000 001 207

Um einen Begriff von der Größe der elektrischen Schwingungskreise zu geben, denen diese Schwingungsdauern entsprechen, seien z. B. für den in der zweiten Zeile dieser Tafel angeführten Versuch die Abmessungen angegeben. Die Oberfläche jedes der beiden einander parallelen aus Blattzinn bestehenden Kondensatorbelege war etwa 60 000 cm², die Luftschicht zwischen den Belegen hatte die Dicke von 0,743 cm (Anm. 2, S. 17). Der die Funkenstrecke enthaltende Verbindungsdraht hatte die Gestalt eines Quadrates von 398,6 cm Seitenlänge und bestand aus Kupfer von 0,08 cm Durchmesser.

[1]) Battelli und Magri, Acc. R. delle scienze di Torino, Ser. II, **51**, 335 ff.

Eine wirkungsvolle Art, um die bei der Kondensatorentladung auftretenden Schwingungen einem größeren Hörerkreise vorzuführen, hat O. Lodge[1]) erdacht. Wählt man die Kapazität (C) und den Selbstinduktionskoeffizienten (L) entsprechend groß, indem man z. B. große Leidener Flaschenbatterien und windungsreiche Drahtspulen mit Eisenkernen verwendet, so kann man die Schwingungszahl ν ($= 1\ \tau$, S. 56) der elektrischen Schwingung beliebig klein machen. Tritt eine schwingende Entladung durch die eingeschaltete Funkenstrecke ein, so wird jeder Teilfunke einer solchen Gesamtentladung die Luft der Funkenstrecke erhitzen, die sich zwischen je zwei Teilfunken wieder abkühlt. Dies hat zur Folge, daß von der Funkenstrecke im Zeitmaße dieser Erhitzung (also der Schwingungszahl $\nu' = 2\,\nu$ entsprechend) Verdichtungswellen in die umgebende Luft gesendet werden; liegt ν' innerhalb des Bereiches der Hörgrenzen, so hört man also einen von der Funkenstrecke ausgehenden Ton, dessen Schwingungszahl doppelt so groß ist als jene der ihn erzeugenden elektrischen Schwingung.

O. Martienssen[2]) gelang es, durch Verwendung sehr großer Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten Schwingungsdauern von mehr als sechs Sekunden herzustellen und die Schwingungen des Entladungsstromes mit Hilfe eines in den Schließungsdraht eingeschalteten Galvanometers nachzuweisen.

Zu sehr eindrucksvollen Versuchen hat N. Tesla[3]) die schwingende Entladung von Kondensatoren verwendet. Eine Kapazität (Leidener Flaschenbatterie) wird durch einen Ruhmkorffschen Induktionsapparat, eine vielplattige Influenzmaschine oder einen Wechselstromhochspannungstransformator gespeist und entladet sich durch einen aus wenigen Windungen bestehenden Schließungsdraht (Schwingungsdauer etwa eine millionstel Sekunde). Der den Schließungsbogen durchzuckende (schwingende) Entladungsstrom induziert in einem aus vielen Windungen dünnen Drahtes gebildeten Sekundärkreise einen Wechselstrom derselben

---

[1]) O. Lodge, Friday evening lecture, 8. März 1889, s. Modern Views of Electricity, p. 434 ff. (1892).

[2]) O. Martienssen, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 2 (1910), vgl. auch O. Wiener, ebenda **9**, 469 (1907).

[3]) Vgl. „Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl und Frequenz“ (so!), zusammengestellt von E. de Fodor, revidiert von N. Tesla, S. 78 ff. Wien, Pest, Leipzig, A. Hartlebens Verlag, 1894.

Schwingungsdauer (S. 45). Die induzierte Potentialdifferenz aber ist, trotz des verhältnismäßig kleinen Koeffizienten der gegenseitigen Induktion, sehr gewaltig, da das Magnetfeld des induzierenden Stromes sich außerordentlich schnell (im Zeitmaße der Schwingungsdauer) verändert (S. 43). Dieser Umstand gibt zu äußerst glänzenden elektrischen Entladungserscheinungen zwischen den Enden des Teslaschen Sekundärkreises Veranlassung [S. 44; 86, Anm. 1][1]).

Von besonderer Bedeutung ist die Tatsache, daß die hochgespannten, sehr raschen Teslaschen Schwingungen physiologisch vollkommen unwirksam sind; daher ist das Berühren der Pole der Teslaschen Sekundärspule ganz ungefährlich, während bekanntlich die viel niedriger gespannten und weniger raschen Wechselströme tödliche Wirkungen auf den von ihnen durchflossenen tierischen Körper auszuüben vermögen. Grundlegende Untersuchungen über die Abhängigkeit der physiologischen Wirksamkeit der Wechselströme von ihrer Schwingungszahl und Stärke wurden von W. Nernst angestellt[2]). Mit Hilfe physiologisch unschädlicher Ströme von großer Wechselzahl kann man nach v. Zeynek[3]) gefahrlos verhältnismäßig große Stromstärken durch den menschlichen Körper leiten und die dabei entwickelte Joulesche Wärme größeren oder kleineren Teilen des Körperinnern zuführen. Dieses mit dem Namen „Thermopenetration“ oder „Diathermie“ bezeichnete Verfahren kann zu medizinischen Zwecken verwendet werden[4]).

Andere Verfahren zur Erzeugung rascher elektrischer Schwingungen werden an späterer Stelle besprochen werden (S. 181 ff.).

---

[1]) P. Drude, Rationelle Konstruktion von Teslatransformatoren, Ann. d. Phys. **16**, 116 (1905).

[2]) W. Nernst, Nachr. der kgl. Ges. d. W. zu Göttingen (1899), S. 104; Berl. Akad. (1908), S. 3.

[3]) R. v. Zeynek, Nachr. d. kgl. Ges. d. W. zu Göttingen (1899), S. 104; Wien. klin. Wochenschr. **23**, Nr. 3 (1910).

[4]) Elektrot. Zeitschr. **30**, 1031, 1133, 1223 (1909); **31**, 222 (1910). Vgl. auch H. Simon (Berlin-Steglitz): „Physik und Technik der Thermopenetration“. Leipzig, J. A. Barth, 1912. (Sonderabdr. aus Zeitschr. f. mediz. Elektrologie **13**.)

„Die Mathematiker sind eine Art Franzosen: redet man zu ihnen, so übersetzen sie es in ihre Sprache und dann ist es alsobald ganz etwas anderes.“ Goethe,
Aphorismen über Naturwissenschaft.

II. Abschnitt.

James Clerk Maxwell[1]) (1831—1879).

Faradays Entdeckungen errangen nicht nur durch ihre Zahl, sondern mehr noch durch ihre weittragende Bedeutung die Anerkennung und Bewunderung seiner Zeitgenossen. Nicht so, wie den nicht wegzuleugnenden Tatsachen, erging es seinen theoretischen Anschauungen. Ihren Gegensatz zu der damals herrschenden Fernwirkungslehre haben wir in früheren Abschnitten gekennzeichnet.

Schon das Gesetz der geistigen Trägheit, das sich dem Durchbruche neuer Gedanken stets hemmend entgegenstellt, läßt den zum Teil stillen Widerstand begreiflich finden, dem Faradays Theorien begegneten, die man oft vielleicht geneigt war, dem von beispiellosen Erfolgen gekrönten „Autodidakten“ eher zugute zu halten, denn als Verdienst anzurechnen. Dazu aber kam, daß die neuen Erscheinungen in keinem unlösbaren Widerspruch zur alten Lehre zu stehen schienen. Zudem war man gewohnt, physikalische Theorien in dem Gewande mathematischer Formeln einherschreiten zu sehen — und keine einzige Formel findet sich in Faradays umfangreichen Werken. Wie in einer fremden Sprache schienen daher seine Abhandlungen geschrieben, die jedenfalls nicht der gewohnten Mundart physikalischer Wissenschaft entsprach. Da ist es denn als wahres Glück zu betrachten, daß in J. C. Maxwell ein Mann erstand, dessen Geist nicht nur Faradays Gedanken in ihrer ganzen Tragweite und Überlegenheit zu erfassen vermochte, sondern der auch gerade jene Gabe in reichstem Maße

[1]) Lewis Campbell and William Garnett, „The life of James Clerk Maxwell“. London, Macmillan and Co., 1884.

besaß, die Faraday versagt geblieben war — die Gabe, seinen Gedanken mathematischen Ausdruck zu verleihen. Maxwell selbst schreibt hierüber[1]): „Als ich im Studium Faradays fortfuhr, da erkannte ich, daß seine Methode, die Erscheinungen zu begreifen, eine mathematische sei, wenn auch nicht in der konventionellen Form mathematischer Symbole dargestellt. Ich fand auch, daß seine Methoden des Ausdrucks in den gewöhnlichen mathematischen Formen fähig waren, und daher mit jenen der Fachmathematiker verglichen werden konnten . . . Als ich in mathematische Form übersetzt hatte, was ich als Faradays Ideen zu erkennen glaubte, fand ich, daß im allgemeinen die Resultate beider Methoden übereinstimmten . . .“

Doch werden wir den größeren Wert der Maxwell-Faradayschen Theorie nicht in dieser Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Fernwirkungslehre erblicken können. Hätte sie bezüglich jener Tatsachen, denen sich die alte Lehre sehr vollkommen anzupassen vermocht hatte, zu anderen Ergebnissen als diese geführt, dann wäre sie wertlos gewesen: hätte sie nicht mehr umfaßt als jene, dann hätte man sie höchstens als gleichberechtigt, vielleicht sogar als überflüssig bezeichnen dürfen. In Wahrheit jedoch führen ihre Folgerungen weit über den Rahmen der von der Fernwirkungstheorie umspannten Tatsachen hinaus. Der Punkt aber, wo beide Theorien sich unvereinbar voneinander trennen, liegt in der Forderung einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes, die sich, wie schon früher angedeutet (S. 10, 13), ebensosehr als denknotwendige Folge aus Faradays Anschauungen über das elektrische und magnetische Feld ergibt, wie sie von der Fernwirkungshypothese als unversöhnlicher Widerspruch gegen ihre Grundlagen empfunden werden muß; und darin, daß auch diese Folgerung nachträglich durch die Erfahrung bestätigt werden konnte, ist der höhere Wert der Maxwell-Faradayschen Theorie begründet.

Gerade in der Beantwortung der Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit bedeutet nun Maxwells Übersetzung Faradayscher Anschauungen in die Zeichensprache der Mathematik einen

---

[1]) J. C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism **1**, X (1873), Oxford. (Deutsch von B. Weinstein, Berlin 1883.)

ungeheueren Fortschritt gegenüber dem Urbilde selbst. Denn nach Faradays Theorie ließ sich zwar das Vorhandensein einer Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes erwarten, aber weder konnte man über die Größe dieser Geschwindigkeit zahlenmäßige Vorhersagungen machen, noch war es möglich, über den Zusammenhang der Ausbreitungsgeschwindigkeiten des elektrischen und magnetischen Zustandes und über die Art dieser Ausbreitung bündige Schlüsse zu ziehen. Die Antwort auf alle diese Fragen aber lieferten die Gleichungen von selbst, zu denen Maxwell durch seine mathematische Einkleidung der Faradayschen Theorie gelangte. So konnte H. Hertz in seiner Heidelberger Rede[1]) von ihnen sagen: „Man kann diese wunderbare Theorie nicht studieren, ohne bisweilen die Empfindung zu haben, als wohne den mathematischen Formeln selbständiges Leben und eigener Verstand inne, als seien dieselben klüger als wir, klüger sogar als ihr Erfinder, als gaben sie uns mehr heraus, als seinerzeit in sie hineingelegt wurde. Es ist dies auch nicht geradezu unmöglich: es kann eintreten, wenn nämlich die Formeln richtig sind, über das Maß dessen hinaus, was der Erfinder sicher wissen konnte."

Maxwells Rechnung zu folgen, wobei die Benutzung der Hilfsmittel der höheren Mathematik nicht zu umgehen wäre, ist nach Zweck und Anlage dieses Buches ausgeschlossen. Es soll daher nur an die Ergebnisse selbst angeknüpft werden, zu denen Maxwell gelangte, unter Darlegung des Gedankenganges, der zu ihnen führt, soweit dies ohne Rechnung möglich ist.

Schon in den früheren Abschnitten wurde der von Maxwell eingeführte Begriff des Verschiebungsstromes erörtert und mehrfach verwendet (S. 30, 44). Erscheint er bei Maxwell selbst noch als eine kühne Annahme, so hat er sich seither als zutreffendes Bild der Erscheinungen bewährt. Ehe aber neue Folgerungen mit seiner Hilfe gezogen werden, soll das Gemeinsame aller bisher beschriebenen Tatsachen, wie es sich unter Anwendung des Begriffes des Verschiebungsstromes darstellt, zusammengefaßt werden.

Der elektrische und der magnetische Zwangszustand kann — jeder für sich allein — dauernd vorhanden sein, wie aus dem

[1]) H. Hertz, Ges. Werke **1**, 344. (Vortrag auf der 62. Vers. d. Naturforscher u. Ärzte zu Heidelberg 1889. Bonn, E. Strauß.)

Bestehen von geladenen Kondensatoren und von Dauermagneten hervorgeht. Jede Veränderung des einen dieser beiden Zustände hat jedoch ausnahmslos das gleichzeitige Auftreten des anderen in der Art zur Folge, daß beide Zustände senkrecht zueinander gerichtet sind. So bilden sich beim Entstehen oder Vergehen elektrischer Kraftröhren im elektrischen (Leitungs- oder Verschiebungs-) Strome mit diesem verkettete magnetische Kraftringe (S. 31 ff.); bei jeder Veränderung der Zahl der mit einem (offenen oder geschlossenen) Leiter verketteten magnetischen Induktionsringe dagegen ein mit ihnen verketteter elektrischer (Leitungs- oder Verschiebungs-) Strom (Induktionserscheinungen. S. 41 ff.).

Durch Verwendung des Begriffes des Verschiebungsstromes gestaltet sich diese Aussage zu einer Regel ohne Ausnahme. Schon bei der Besprechung der Induktion in geschlossenen und offenen Sekundärkreisen (S. 44) ist die hierdurch ermöglichte Einheitlichkeit der Betrachtungsweise hervorgetreten. Es sollen nun aus dieser Auffassung die letzten Folgerungen gezogen werden.

1. Denken wir uns irgend ein magnetisches Feld beliebigen Ursprungs in einem beliebigen Stoffe vorhanden. Wir betrachten darin einen kleinen (etwa scheiben- oder ringförmigen) Raumteil R. Ändert sich aus irgendwelchem Grunde die Zahl der mit R verketteten magnetischen Induktionsringe, so wird im Raumteile R eine elektromotorische Kraft von bestimmter Richtung induziert. Besteht R aus einem leitenden Stoffe, so ist also ein Leitungsstrom in ihm die Folge der Veränderung des magnetischen Feldes: ist R ein „offener Kreis", der zum Teil aus einem Kondensator, zum Teil aus dem verbindenden Leiter zusammengesetzt ist, so entsteht ein Leitungsstrom im Leiter, der sich im Dielektrikum des Kondensators im Verschiebungsstrome schließt. Denken wir uns nun endlich den ganzen Raumteil R nur von einem Dielektrikum erfüllt, dann werden die elektrischen Kraftringe, die sich in den früheren Fällen entweder ganz im Leiter, oder teils in diesem, teils im Dielektrikum des Kondensators bildeten, vollständig im Dielektrikum verlaufen — d. h. es wird ein mit dem verschwindenden Magnetfelde verketteter, in sich geschlossener Verschiebungsstrom entstehen. Es entspricht demnach im Raumteil R einer bestimmten zeitlichen Veränderung

des magnetischen Zwanges eine bestimmte räumliche Verteilung des elektrischen Zwanges [1]).

2. Wir denken uns nun irgend ein elektrisches Feld beliebigen Ursprungs in einem beliebigen Mittel, z. B. das im Falle 1 im Raumteile R entstandene. Verändert sich das elektrische Feld, d. h. ist an der betrachteten Stelle des Raumes ein Leitungs- oder Verschiebungsstrom, oder sind beide vorhanden, so ist, wie in den früheren Abschnitten eingehend erörtert wurde, stets ein bestimmtes magnetisches Feld mit diesem Strome verkettet. Es entspricht demnach an jedem Orte des Raumes einer bestimmten zeitlichen Veränderung des elektrischen Zwanges eine bestimmte räumliche Verteilung des magnetischen Zwanges [2]).

---

[1]) Diese Verhältnisse finden ihren mathematischen Ausdruck in der nachstehenden ersten Gruppe der Maxwell-Hertzschen Differentialgleichungen.

Bedeuten L, M, N die nach den rechtwinkeligen Koordinaten x, y, z genommenen Komponenten der (im magnetischen Maße gemessenen) magnetischen Kraft (des magnetischen Zwanges) an einem Punkte des Raumes, X, Y, Z die entsprechenden (im elektrostatischen Maße gemessenen) Komponenten des elektrischen Zwanges an demselben Orte, ist ferner μ die magnetische Permeabilität des Stoffes und t die Zeit, so gelten die Gleichungen:

$$\frac{\mu}{v}\frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}; \quad \frac{\mu}{v}\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial x}; \quad \frac{\mu}{v}\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial y}.$$

Durch den Faktor v wird dem Umstande Rechnung getragen, daß die elektrischen und magnetischen Größen in verschiedenen Maßsystemen gemessen wurden (S. 70, 71).

[2]) Diese Beziehungen werden durch die zweite Gruppe der Maxwell-Hertzschen Gleichungen dargestellt:

$$\frac{K}{v}\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{4\pi\kappa}{v} \cdot X; \quad \frac{K}{v}\frac{\partial Y}{\partial t} = \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{4\pi\kappa}{v} \cdot Y;$$

$$\frac{K}{v}\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{4\pi\kappa}{v} \cdot Z.$$

Hier ist K die Dielektrizitätskonstante (S. 14), κ die (elektrostatisch gemessene) spezifische Leitfähigkeit (S. 27) des Mittels. Die übrigen Buchstaben haben dieselbe Bedeutung wie in Anmerkung 1. Für „stationäre" Ströme (S. 25) verschwinden die linken Seiten dieser Gleichungen; trotzdem besteht ein Magnetfeld. — Für ein reines Dielektrikum ($\kappa = 0$) fallen die dritten Glieder der rechten Seite fort.

Hat also die örtliche Störung des magnetischen Feldes im Raumteile R, die wir unter 1. betrachtet haben, in diesem Raumteile, wie immer dieser auch beschaffen sein mag, einen elektrischen (Leitungs- oder Verschiebungs-) Strom hervorgebracht, so werden notwendigerweise die diesem Strome zugehörigen magnetischen Kraftringe auch die benachbarten Raumteile ergreifen und dort entsprechende (Leitungs- oder Verschiebungs-) Ströme zur Folge haben. Dieser Vorgang wird sich immer weiter wiederholen und auf diese Weise werden immer neue benachbarte Raumteile von der in R erregten Störung ergriffen werden. In ganz ähnlicher Weise wäre die Überlegung anzustellen, wenn wir von der örtlichen Störung eines elektrischen Feldes ausgegangen wären. In jedem Falle stellt sich nach dieser Auffassung die Ausbreitung einer solchen Störung als fortgesetzte Verwandlung magnetischer (bzw. elektrischer) Energie in elektrische (bzw. magnetische) Energie und umgekehrt dar. Die bei der ursprünglichen Störung ins Treffen geführte Energiemenge wird auf diese Art auf immer größere, den Erregungsort umschließende, kugelschalenförmige Raumteile übertragen. Könnten wir den Zustand im Raume nun in einem bestimmten Augenblicke festhalten, so wäre die Störung nur in jener Schale zu finden, bis zu der sie sich seit Beginn des Versuches in der beschriebenen Weise ausgebreitet hat. Dagegen befindet sich der von der Schale umschlossene Raum, über den die Störung bereits hinweggegangen ist, sowie der von der Schale ausgeschlossene Raum, den die Störung noch nicht erreicht hat, im Gleichgewichtszustande.

Auf ganz ähnliche Verhältnisse wären wir gestoßen, wenn wir die Ausbreitung einer Zündschlagwelle in einem elastischen Mittel, z. B. Luft, betrachtet hätten.

Befindet sich nun im Raumteile R ein in regelmäßigen elektromagnetischen Schwingungen befindliches Gebilde (z. B. eine Wechselstrom führende Drahtschlinge oder ein sich schwingend entladender Kondensator), so werden sich nach unserer Auffassung seine zeitlich aufeinanderfolgenden Zustandsänderungen ebenfalls in der beschriebenen Weise dem umgebenden Stoffe mitteilen und sich in ihm ausbreiten. Jeder Punkt des Mittels wird also nach und nach dieselben Zustandsänderungen erleiden, die der Erregungsursprung durchlaufen hat, nur mit geringerer Schwingungsweite als dieser und um so mehr gegen ihn verspätet, je entfernter

vom Ursprung er gelegen ist. (Fortschreitende Welle.) Denken wir uns also in irgend einem Augenblicke nach Beginn der in R erzeugten Schwingung den Zustand des Raumes abermals festgehalten, so finden wir die Punkte, die je gleichzeitig von der Strahlung erreicht wurden, und die sich daher untereinander in gleichem Schwingungszustande (Phase) befinden, auf geschlossenen Flächen — den Wellenflächen — angeordnet. Schreiten wir jetzt von R aus stets senkrecht zu der Schar der Wellenflächen — also längs irgend eines Strahles — fort, so finden wir den elektrischen und magnetischen Zustand des Raumes längs jedes Strahles in räumlich regelmäßig wiederkehrender Weise verteilt vor, d. h. könnten wir überall den elektrischen und magnetischen Zwang mit einer genügend empfindlichen Drehwage oder Magnetnadel

Abb. 36.

messen, so würde sich, wie dies in Abb. 36 in leicht verständlicher Weise zur Darstellung gebracht ist, ergeben, daß sich auf jedem Strahle stets dieselben Zustände innerhalb aneinandergrenzender Strecken gleicher Länge wiederholen. Die Größe dieser Strecken bezeichnet man als die Wellenlänge (λ) der fortschreitenden Welle. Jede von ihnen enthält also sämtliche während einer Schwingungsdauer τ von R durchlaufenen Zustände nebeneinander gelagert. Die Wellenlänge λ ist somit offenbar der Weg, den die Strahlung während der Dauer τ einer Schwingung des Erregers durcheilt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit (c) der Strahlung, d. h. der Weg, den sie in der Zeiteinheit zurücklegt, ist daher durch die Gleichung gegeben:

$$c = \frac{\lambda}{\tau} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (12)$$

Breiten sich also die von einem Erreger von bestimmter Schwingungsdauer τ erzeugten Wellen in verschiedenen Mitteln aus, in

denen ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit verschieden ist ($c_1, c_2 \ldots$), so sind auch die Wellenlängen ($\lambda_1, \lambda_2 \ldots$) nach Gleichung (12) verschieden. In solchen Fällen ist daher zur Kennzeichnung einer bestimmten Strahlung grundsätzlich die Angabe ihrer eindeutigen Schwingungsdauer τ oder Schwingungszahl ν jener der mehrdeutigen Wellenlänge vorzuziehen (S. 54).

Entsprechende Folgerungen würden sich an die Betrachtung eines mechanisch schwingenden Erregers (etwa einer Stimmgabel) in einem elastischen Mittel (etwa Luft) anknüpfen. Doch sei schon hier betont, daß die Richtung der sich ausbreitenden Störung (Bewegung der Luftteilchen) im elastischen Falle in die Strahlrichtung fällt (longitudinale Welle), während aus einer genaueren Überlegung und aus den Maxwellschen Gleichungen folgt, daß die elektromagnetischen Störungen (Richtung des elektrischen und magnetischen Zwanges) stets senkrecht zur Strahlrichtung stehen (transversale Wellen). Außerdem aber steht auch die Richtung des elektrischen Zwanges stets senkrecht zu jener des ihn begleitenden magnetischen Zwanges, wie schon (S. 64) erwähnt worden ist. (Vgl. auch S. 78.)

Ist das den Raum erfüllende Mittel ein Dielektrikum ohne elektrische Leitfähigkeit, so ist die gegenseitige Verwandlung elektrischer und magnetischer Energie dauernd eine vollkommene. Die Gesamtmenge der von Schale zu Schale übertragenen „elektromagnetischen“ Energie bleibt in diesem Falle also unverändert. Ist der Stoff aber ein Leiter, so findet eine fortgesetzte Umwandlung elektrischer Energie in Wärme statt; die von Schale zu Schale übertragene elektromagnetische Energie vermindert sich daher um den Betrag der erzeugten Wärme.

Wir haben die eben beschriebene Art der Ausbreitung einer elektromagnetischen Störung bereits als Strahlung bezeichnet (S. 55). Während nun aber jedes reine Dielektrikum für diese Strahlung vollkommen durchlässig oder durchsichtig ist, tritt, wie wir sahen, in einem leitenden Mittel Auslöschung (Extinktion) der Strahlung ein (S. 25, 31).

Nach der hier dargelegten Theorie ist die Ausbreitung einer elektrischen Störung ohne gleichzeitiges Auftreten einer magnetischen Störung und umgekehrt unmöglich. Wir erhalten durch die Theorie so einen ersten Aufschluß über die eingangs (S. 10 u. 13) aufgeworfene Frage nach der Ausbreitungsgeschwin-

digkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes. Ist eine solche nämlich in Wirklichkeit vorhanden, so muß sie für beide Zustände dieselbe Größe besitzen.

Aber noch weit mehr läßt sich Maxwells Theorie entnehmen. Auch ohne Rechnung wird man es für wahrscheinlich halten, daß der Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der stofflichen Beschaffenheit des Mittels abhängt. Ist doch auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Störungen durch den Elastizitätsmodul und die Dichte des betreffenden Stoffes bestimmt. In elektromagnetischer Beziehung ist die Natur des Stoffes aber durch die Werte der Dielektrizitätskonstante K und der magnetischen Permeabilität μ gekennzeichnet, wenn von der Leitfähigkeit abgesehen wird. In der Tat führt die mathematische Theorie nun zu dem Ergebnis, daß in einem Dielektrikum die Ausbreitungsgeschwindigkeit c einer elektromagnetischen Störung den Wert haben muß [1])

$$c = \frac{v}{\sqrt{K.\mu}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (13)$$

In einem Mittel, dessen K und μ den Wert 1 besitzen (z. B. im leeren Raum), ist demnach $c = v$.

Die kritische Geschwindigkeit.

Die grundlegende Wichtigkeit der Größe v ist hieraus unmittelbar zu erkennen. Sie soll daher nunmehr einer eingehenderen Besprechung unterzogen werden.

---

[1]) Indem man nämlich aus den in den Anm. S. 65 angegebenen Gleichungen, zu denen noch die Bedingungen

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0$$

hinzukommen, einmal die X, Y, Z, das andere Mal die L, M, N beseitigt, erhält man für $\varkappa = 0$, also für Nichtleiter, folgende sechs Gleichungen:

$$\frac{\partial^2(\ )}{\partial t^2} = \frac{v^2}{K\mu} \Delta(\ ),$$

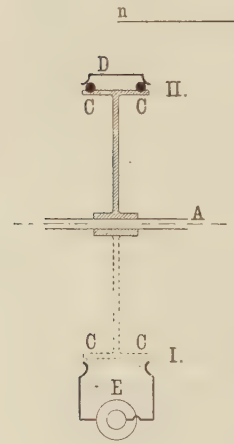
wo an Stelle der Klammer nacheinander X, Y, Z, L, M, N zu setzen ist, und worin

$$\Delta(\ ) = \frac{\partial^2(\ )}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\ )}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\ )}{\partial z^2}.$$

Dies ist aber die Differentialgleichung einer sich mit der Geschwindigkeit $\frac{v}{\sqrt{K\mu}}$ ausbreitenden Störung (X, Y, Z, L, M, N).

In den S. 65, 69 angeführten Gleichungen sind die elektrischen Größen $X\,Y\,Z\,K$ elektrostatisch, die magnetischen Größen $L\,M\,N\,\mu$ magnetisch gemessen gedacht. Es mußte daher, um die Gleichungen richtig zu machen, der entsprechende Verwandlungsfaktor (v) darin angebracht werden, wie schon auf S. 65, Anm. 1 bemerkt wurde. Zur Veranschaulichung des Zusammenhanges der beiden Maßsysteme diene etwa die Betrachtung des in Abb. 37 dargestellten Gedankenversuches: Der Kondensator C sei um eine wagrechte Achse A drehbar; er bestehe aus zwei kleinen Kugeln von der gegenseitigen Entfernung 1 cm; in der Stellung I werde er durch schleifende Berührung mit Hilfe der Vorrichtung E (Element) geladen. Seine Kapazität bzw. die elektromotorische Kraft von E sei so gewählt, daß die Ladung des Kondensators nur aus einer einzigen Einheitsröhre bestehe, d. h. nach der Fernwirkungstheorie (S. 6) wäre also die Anziehung der beiden, mit je einer elektrostatischen Elektrizitätseinheit geladenen Kugeln bei dieser Ladung = 1 Dyne.

Abb. 37.



In Stellung II möge sich der Kondensator mit Hilfe der Schleifbürsten durch den 1 cm langen Draht D entladen; der im Drahte entstehende Leitungsstrom erzeugt ein magnetisches Feld und dieses wirkt, senkrecht zur Zeichnungsebene, auf den Nordpol n einer Magnetnadel, der sich 1 cm über D befinde. Der Nordpol n habe im magnetischen Maße, nach dem Coulombschen Gesetz (S. 6) gemessen, die Stärke 1, d. h. er übe auf einen ihm gleichen in 1 cm Entfernung die Kraft von 1 Dyne aus.

Dreht sich nun der Kondensator um die Achse A νmal in jeder Sekunde, so entladet sich C ebenso oft durch den Draht D; in diesem verwandeln sich also ν Einheitsröhren in der Sekunde in Wärme, die Stromstärke hat also nach elektrostatischem Maße den Wert ν. Nun steht aber die Kraftwirkung, die der Pol $n = 1$ erfährt, mit der Stromstärke in geradem Verhältnis (S. 40). Es ent-

steht die Frage: Wie groß muß v sein, damit auf den Pol die Kraft $= 1$ Dyne wirke? Aus den klassischen Versuchen von W. Weber und R. Kohlrausch ergab sich dieser Wert $v = 3{,}107 \cdot 10^{10}$ [1]). Der Mittelwert der bis 1900 ausgeführten neueren Messungen dieser Größe ist $v = 3{,}0001 \cdot 10^{10}$ [2]). Damit also der 1 cm lange Draht D auf den in 1 cm Entfernung befindlichen, in magnetischem Maße gemessenen Pol 1 die Kraft 1 Dyne ausübe, müssen in ihm in der Sekunde $3{,}0001 \cdot 10^{10}$ elektrische Einheitsröhren verschwinden, oder nach der Fluidumshypothese $v = 3{,}0001 \cdot 10^{10}$ elektrostatisch gemessene Elektrizitätseinheiten (e_s) ihn durchfließen [1]). Wählen wir diese Zahl als neue — elektromagnetisch gemessene — Einheit der Elektrizitätsmenge (e_m), so ergibt sich also das Verhältnis $\frac{e_m}{e_s}$, d. h. der gesuchte Verwandlungsfaktor:

$$v = \frac{e_m}{e_s} = \frac{\text{elektromagnetische Elektrizitätseinheit}}{\text{elektrostatische Elektrizitätseinheit}}$$

$$= 3{,}0001 \cdot 10^{10}\,(\text{cm/sec}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

Die Maxwellsche Theorie aber erhebt, wie wir (S. 69) sahen, v weit über die Bedeutung eines bloßen Verwandlungsfaktors, indem sie in v den Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen im leeren Raume erkennen läßt. Und da mußte es denn Maxwell im höchsten Maße überraschend erscheinen, daß der aus rein elektrischen Versuchen ermittelte Wert des Verwandlungsfaktors v, dem nach seiner Theorie die wichtige Rolle der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen im leeren Raume zufiel, innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler gleich war dem Werte $3 \cdot 10^{10}$ cm sec $= 300\,000$ km sec, der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im leeren Raume.

Daß diese Übereinstimmung ein reiner Zufall sein sollte, war im höchsten Grade unwahrscheinlich. War sie aber kein Zufall, dann hatte die auf Faradays Anschauungen aufgebaute mathematische Theorie Maxwells zu einem Punkte geführt, von dem aus sich plötzlich ein überraschender Blick auf den innigen

---

[1]) W. Weber und R. Kohlrausch, Pogg. Ann. **99**, 10—25 (1856), abgedruckt in Ostwalds Klassikern, Heft 142, S. 29 u. Anm. 8, S. 114.

[2]) Nach F. Kohlrausch, „Lehrbuch der praktischen Physik", 12. Aufl., S. 550 (1914).

Zusammenhang zweier Gebiete eröffnete, die bis dahin scheinbar getrennt nebeneinander gelegen waren. Denn die Übereinstimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten ließ den Schluß kaum mehr abweisen, das Licht sei eine elektromagnetische Erscheinung[1]). Der Gedanke der Möglichkeit, die tausendfältigen Erscheinungen des Elektromagnetismus und der Optik von einem einheitlichen Gesichtspunkte aus begreifen zu können, hat in seiner großartigen Einfachheit etwas unwiderstehlich Bestrickendes. Mit dem Gefühle des Bangens, ihn in Nichts zerfließen zu sehen, mußte man sich fragen, ob Maxwells Theorie imstande sei, außer der Übereinstimmung zwischen den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten elektromagnetischer Störungen und des Lichtes im leeren Raum auch alle jene Eigenschaften des Lichtes richtig darzustellen, die dieses erfahrungsmäßig und unabhängig von jeder Theorie besitzt.

Elektromagnetische Lichttheorie.

Newton hatte zur Erklärung der optischen Erscheinungen die von Gassendi (1592—1655) aufgestellte[2]) sogenannte Emissions- oder Emanationstheorie des Lichtes angenommen (1669). Danach sollte das Licht aus sehr kleinen, mit ungeheurer Geschwindigkeit (300000 km/sec) von den leuchtenden Körpern losgeschleuderten Teilchen, den Lichtkörperchen, bestehen, wie nach unseren heutigen Kenntnissen die Kathoden- und β-Strahlen Schwärme losgeschleuderter Elektronen (S. 4, 30) sind. Doch schon zu Newtons Zeiten stand der Emissionshypothese die Wellentheorie (Undulationstheorie) des Holländers Chr. Huygens (1678) gegenüber, der das Licht als eine elastische Wellenbewegung des Äthers betrachtete. Über ein Jahrhundert lang vermochte das überragende Gewicht von Newtons Namen seiner Ansicht die Herrschaft über die Geister zu erhalten, selbst als die Fülle der Erscheinungen dazu zwang, das Mäntelchen der Theorie bedenklich zu dehnen und mit fremdartigen Lappen anzustückeln; und nur unter schweren Kämpfen kam der Gedanke Huygens' zu Beginn des 19. Jahrhunderts (Th. Young und Fresnel) zum Siege. Allerdings

[1]) J. C. Maxwell, Dec. 8 (1864) Roy. Soc. Transact.; vgl. Maxwell, Scientific Papers **1**, 526, 577 oder Maxwell, Lehrb. d. El. u. d. Magn. (Deutsch von B. Weinstein) **2**, § 781 ff.

[2]) Vgl. H. Rubens, Berl. Akad. 1917, S. 47. J. C. Poggendorff, Geschichte der Physik, S. 301. Leipzig 1879.

in veränderter Form: in einem elastischen Mittel schienen nämlich Huygens nur longitudinale Wellenbewegungen möglich zu sein, d. h. solche, bei denen die Verschiebungen in der Richtung der Fortpflanzung erfolgen, wie dies z. B. bei der Ausbreitung des Schalles zutrifft. Die von Malus (1810) entdeckte Polarisation des Lichtes, sowie Fresnels und Aragos Untersuchungen über die Interferenz senkrecht zueinander polarisierter Lichtstrahlen führten aber notwendig zu der Deutung des Lichtes als einer transversalen Wellenbewegung, bei der also die Verschiebungen senkrecht zu ihrer Fortpflanzungsrichtung geschehen (S. 68). Nur mit dem Aufwande des größten Scharfsinnes in der mathematischen Behandlung der Elastizitätslehre und fast möchte man sagen unter dem Zwange der optischen Tatsachen, die man vom Standpunkte der Elastizitätstheorie aus deuten zu müssen vermeinte, gelang es, die theoretische Möglichkeit transversaler Wellen in elastischen Stoffen zu erweisen. Der Theorie zufolge sollten jedoch neben den transversalen stets auch longitudinale Wellen vorhanden sein, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit von jener der transversalen verschieden sein mußte. Longitudinale Anteile waren aber beim Lichte durch den Versuch nicht nachweisbar[1]).

Die Annahme, daß dem Lichtäther in allen Stoffen gleiche Dichte, in verschiedenen Stoffen aber verschiedene Elastizität zukomme, führte Fresnel zu der Folgerung, daß die Ebene, in der die Schwingungen eines polarisierten Lichtstrahles vor sich gehen, zur sogenannten Polarisationsebene[2]) senkrecht stehe. F. Neumann dagegen kam, unter der Voraussetzung überall gleicher Elastizität, aber verschiedener Dichte des Äthers in verschiedenen Körpern, zu dem Ergebnis, daß Polarisations- und Schwingungsebene zu-

---

[1]) Gewisse Erscheinungen, die Elster u. Geitel [Math. u. naturw. Mitteil. aus den Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. S. 55, [133] (1894) und S. 125, [209] (1895), auch Wied. Ann. **52**, 440 (1894) und **55**, 684 (1895)] bei Versuchen über die entladende Wirkung polarisierten Lichtes fanden, wurden von G. Jaumann [Wien. Akad. **104**, 789 (1895), auch Wied. Ann. **57**, 181 (1896)] im Zusammenhange mit seiner Theorie der Kathodenstrahlen — wie diese — auf „longitudinales Licht" zurückzuführen gesucht. Es liegt außerhalb des Rahmens dieser Schrift, näher hierauf einzugehen.

[2]) Darunter versteht man jene Ebene, die durch den einfallenden und den zurückgeworfenen Strahl gelegt werden kann, wenn natürliches Licht an einem ebenen Spiegel durch Zurückwerfung polarisiert wird.

sammenfallen müssen. Eine Entscheidung zwischen Fresnels und Neumanns Theorie durch den Versuch erwies sich trotz vielfacher Bemühungen als unmöglich. Aber beide, sowie einige andere, auf der Elastizitätslehre aufgebaute Lichttheorien waren imstande, von sämtlichen optischen Erscheinungen, selbst bis in die feinsten Einzelheiten hinein, befriedigend Rechenschaft zu geben (S. 78).

Abb. 38.

Wie auf dem Gebiete des Elektromagnetismus der Fernwirkungslehre, so stand also auch bezüglich der Optik die Maxwellsche Theorie einem festgegründeten, den Erscheinungen wohl angepaßten Lehrgebäude gegenüber. Auch hier also galt es, nicht nur die Gleichberechtigung, sondern vielmehr die Überlegenheit der neuen Lehre zu erweisen.

Die Maxwellschen Gleichungen (siehe S. 69, Anm.) ergeben zunächst, wie schon erwähnt, daß Störungen des elektromagnetischen Feldes sich im leeren Raume mit derselben Geschwindigkeit v wie das Licht ausbreiten. Nun folgt aber aus den Erscheinungen der Lichtbrechung an der Grenze zwischen verschiedenen Stoffen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in verschiedenen Stoffen eine verschiedene

sein muß. Ist, wie in Abb. 38, der Winkel α, der vom einfallenden Strahl mit dem Einfallslote gebildet wird (Einfallswinkel), größer als der Winkel β zwischen Einfallslot und gebrochenem Strahl, so folgt unter Zugrundelegung der Wellentheorie, daß die Geschwindigkeit (c_1) des Lichtes im ersten Mittel größer als jene im zweiten Mittel (c_2) sein muß ($c_1 > c_2$), und zwar ist, wie aus der Abbildung leicht zu entnehmen, das Verhältnis $c_1 : c_2 = \sin\alpha : \sin\beta = n$ (das Snelliussche Brechungsgesetz). Aus Newtons Emissionstheorie folgt gerade das Umgekehrte. Durch unmittelbare Messungen der Geschwindigkeit des Lichtes im Wasser nach Aragos Plane konnte jedoch Foucault (1850) die Folgerung der Wellentheorie bestätigen. Die Größe n nennt man den Brechungsexponenten vom Stoffe I in den Stoff II (im Falle der Abbildung also etwa von Luft in Glas). Der Wert des Brechungsexponenten steht demnach bei gleichem Mittel I mit der Geschwindigkeit c_2 im Mittel II im umgekehrten Verhältnis [1]).

Die Maxwellsche Theorie gestattet nun, den Brechungsexponenten elektromagnetischer Störungen, d. h. das Verhältnis ihrer Geschwindigkeiten in zwei verschiedenen Stoffen aus den sie elektromagnetisch kennzeichnenden Größen zu berechnen. Denn nach Gleichung (13) ist die Geschwindigkeit elektromagnetischer Störungen:

$$c = \frac{v}{\sqrt{K\mu}}.$$

Wählen wir daher als erstes Mittel den leeren Raum ($K = \mu = 1$), so ist $c_1 = v$; das zweite Mittel habe die Dielektrizitätskonstante $= K$, während wir nach S. 11 $\mu = 1$ annehmen

[1]) Aus dem Brechungsgesetz folgt unmittelbar, daß es im Falle der Abb. 38 ($c_1 > c_2$) für jede Einfallsrichtung einen gebrochenen Strahl in II gibt. Für $\alpha = 90^0$ ($\sin 90^0 = 1$) erreicht der Brechungswinkel seinen größten Wert β_m ($\sin\beta_m = 1/n$). Innerhalb dieser Grenzen kann der Strahl seinen Weg auch in umgekehrter Richtung von II nach I zurücklegen. Kommt dagegen das Licht aus II unter einem Einfallswinkel β, der größer ist als β_m, so gibt es keinen eigentlichen gebrochenen Strahl in I, vielmehr findet für alle $\beta > \beta_m$ (fast) vollkommene, regelmäßige Zurückwerfung (sogenannte Totalreflexion) nach II statt, während nur ein ganz geringer Bruchteil der Welle nach I eindringt und dort als gebundene Welle streifend an der Grenzfläche verläuft (vgl. S. 160).

können. Es ist demnach $c_2 = v \setminus K$; folglich der Brechungsexponent $n = c_1/c_2 = \sqrt{K}$ oder

$$n^2 = K \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (15)$$

Die Dielektrizitätskonstante eines Stoffes ist also gleich dem Quadrate des gegen den leeren Raum gemessenen Brechungsexponenten.

Ist demnach das Licht wirklich eine elektromagnetische Störung, so muß nach Maxwell die auf elektrischem Wege (S. 14) ermittelte Dielektrizitätskonstante des betreffenden Stoffes dem Quadrate des optischen Brechungsexponenten desselben Stoffes zahlenmäßig gleich sein. Diese von der Theorie geforderte Beziehung ist nun wirklich in einer Anzahl von Fällen in befriedigender Weise erfüllt, wie aus nachstehender Tafel hervorgeht:

	Brechungsexponent n	$\sqrt{K}$ [1]
Luft	1,000 294	1,000 295
Wasserstoff	1,000 138	1,000 132
Kohlensäure	1,000 449	1,000 473
Kohlenoxyd	1,000 346	1,000 345
Stickoxydul	1,000 503	1,000 497
Schwefel 1. Hauptachse	2,166	2,185
Schwefel 2. „	1,971	1,992
Schwefel 3. „	1,895	1,952
Schwefelkohlenstoff	1,611	1,615
Toluol	1,491	1,538
Flintglas	1,6	2,6
Äthylalkohol	1,36	5
Wasser	1,33	8,9

Bei den letztgenannten Stoffen zeigen sich allerdings sehr erhebliche Unterschiede zwischen den Werten von n und von $\sqrt{K}$. Die Abweichungen werden aber nicht wunderbar erscheinen, wenn man bedenkt, daß der optische Brechungsexponent selbst bei vielen Stoffen sehr stark von der Farbe (Schwingungsdauer) des

[1]) Die Werte für die Gase nach L. Boltzmann, Wien. Akad. **69**, 795 (1874) oder Pogg. Ann. **155**, 403 (1875).

Lichtes abhängt, wie die Erscheinung der prismatischen Farbenzerstreuung (Dispersion) aufs deutlichste lehrt (S. 111). Um so beweisender wird man die Ergebnisse finden, die an solchen Stoffen gewonnen sind, die sehr geringe Farbenzerstreuung besitzen, wie dies bei den Gasen der Fall ist, bei denen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung denn auch eine vollkommene genannt werden darf (vgl. S. 140).

Die bisher betrachtete Beziehung: $n = \sqrt{K}$ gilt nur für Dielektrika ohne elektrisches Leitvermögen, die nach unseren früheren Betrachtungen (S. 31, 68) kein Auslöschungsvermögen besitzen. Für Leiter treten zu den Maxwellschen Gleichungen noch Zusatzglieder (vgl. Anm. 2, S. 65) hinzu, die den mathematischen Ausdruck jener Überlegungen bilden, die uns (S. 25, 68) erkennen ließen, daß elektromagnetische Strahlung bei ihrer Ausbreitung in einem leitenden Stoffe in Wärme verwandelt, also ausgelöscht werden müsse. Diese Gleichungen gestatten eine zahlenmäßige Berechnung der Stärke dieser Auslöschung in einem Mittel von bekannter Leitfähigkeit $\varkappa$. Steht nun die Undurchsichtigkeit sämtlicher Metalle dem Sinne nach in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen, zu denen die Maxwellsche Theorie in dieser Hinsicht berechtigt, so zeigen sich doch in zahlenmäßiger Beziehung Metalle und mehr noch die ebenfalls gutleitenden Elektrolyte (wie z. B. Schwefelsäure, Kochsalzlösung usw.) viel lichtdurchlässiger, als es der Theorie zu entsprechen scheint. Auf diesen Punkt soll jedoch erst an einer späteren Stelle näher eingegangen werden. Nur sei schon hier vorweggenommen, daß die Theorie gerade in dieser Richtung späterhin durch die Erfahrung in glänzender Weise bestätigt wurde (S. 178 ff.).

Die oben berührten Schwierigkeiten, die der elastischen Lichttheorie aus der Transversalität der Lichtschwingungen erwuchsen, bestehen nicht für die elektromagnetische Lichttheorie. Denn die Gleichungen (S. 65) lassen leicht erkennen, daß andere als rein transversale elektromagnetische Wellen nach Maxwells Theorie überhaupt nicht vorhanden sein können[1]).

[1]) Dagegen lassen sich die Maxwellschen Gleichungen leicht in verschiedener Weise derart ergänzen, daß sie auch longitudinale Wellen darstellen. Vgl. die Theorie von v. Helmholtz und die wesentlich von dieser verschiedene Erweiterung der Maxwellschen Theorie von Jaumann, von der oben die Rede war (S. 73).

Die elektromagnetischen Wellen besitzen also nach der Theorie auch diese wesentliche Eigenschaft des Lichtes.

Überdies sind nach Maxwells Theorie die stets gleichzeitig vorhandenen elektrischen und magnetischen Wellen immer senkrecht zueinander polarisiert, wie auch aus unserer früheren Überlegung hervorgeht. Im Rahmen der elektromagnetischen Theorie erhält daher der alte Streit der Fresnelschen und F. Neumannschen Schule (S. 73, 74) einen neuen Sinn [1]). Er verwandelt sich in die Frage, ob die Schwingung der elektrischen oder die der magnetischen Welle in der Polarisationsebene oder senkrecht zu ihr stattfindet. Die Antwort hierauf soll an späterer Stelle ausführlicher gegeben werden (S. 145). Kann dann noch entschieden werden, ob die Lichtempfindung von der elektrischen oder von der magnetischen Welle ausgelöst wird, so ist damit sogar in gewissem Sinne die Entscheidung zwischen Fresnel und Neumann ermöglicht.

Unsere bisherigen Betrachtungen haben ergeben, daß Maxwells elektromagnetische Theorie in der Tat die optischen Erscheinungen der Form nach ebensogut zu beschreiben imstande ist, wie es die elastische Theorie vermochte. In mancher Richtung, wie z. B. bezüglich der Darstellung der Transversalität der Wellen u. dgl., erscheint allerdings die Maxwellsche Theorie entschieden überlegen.

Wenn wir aber nun daran gehen wollen, zwischen beiden Theorien zu wählen, so müssen wir gleichwohl erkennen, daß an dem Punkte, bis zu welchem wir die Entwickelung der Frage bisher verfolgt haben — und dies entspricht etwa der Sachlage zu Maxwells Zeiten —, eine endgültige Entscheidung noch nicht möglich ist. Denn verbindet einerseits Maxwells Theorie die Erscheinungen des Elektromagnetismus und der Optik zu einer höheren Einheit, so erscheint andererseits die Lehre vom Lichte im Rahmen der elastischen Theorie als Teilgebiet der Mechanik. Beide Theorien bringen also die optischen Erscheinungen zu scheinbar ganz fremden Gebieten in enge Beziehung. Maxwells Lichttheorie gipfelt in der Forderung einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes; mit der Berechtigung dieser Forderung steht und fällt

---

[1]) F. Koláček, Wied. Ann. **34**, 676 (1888).

die ganze Grundlage seines kühnen Lehrgebäudes; durch keine bekannte Tatsache aber konnte sie zu jener Zeit erwiesen werden. Die mechanische Lichttheorie wiederum erteilt dem „Äther“ die Eigenschaften eines elastischen Stoffes. Doch gab es weder damals, noch gibt es heute irgend einen Versuch, der zum Beweise dieser Annahme dienen könnte. Bei diesem Stande der Dinge durfte es also als Sache des wissenschaftlichen Geschmackes gelten, welcher Anschauung man folgen wollte — nur durch neue Tatsachen konnte der Kampf zwischen den wettstreitenden Theorien entschieden werden.

Quid non miraculo est, cum primum in notitiam venit? Quam multa fieri non posse, priusquam sint facta, judicantur?
Plinius.

III. Abschnitt.

Heinrich Rudolf Hertz [1]) (1857—1894).

Die ganze bisher verfolgte Entwickelung läßt keinen Zweifel übrig, daß die Entscheidung nur durch den auf Versuche gegründeten Nachweis einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes gefällt werden konnte.

Diesen Nachweis hat H. Hertz erbracht [2]).

---

[1]) Lebensgeschichtliche Angaben, z. B. Hertz, Ges. Werke **1**, IX—XXIX; **3**, VII ff.

[2]) H. Hertz, Ges. Werke **2**: „Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft“ enthält nebst einer einleitenden Übersicht und nachträglichen Anmerkungen von Hertz selbst den unveränderten Abdruck der zwölf Abhandlungen, die er in den Jahren 1887 bis 1891 über den im Titel des Buches bezeichneten Gegenstand teils in Wiedemanns Annalen, teils in den Sitzungsberichten der Berliner Akademie und der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften veröffentlicht hat. Auch wurde ein Teil einer 1870 erschienenen, aber lange unbeachtet gebliebenen Arbeit von W. v. Bezold, „Untersuchungen über die elektrische Entladung“ [Pogg. Ann. **140**, 541 (1870)], von Hertz in diesem Bande zum Wiederabdruck gebracht. Von W. v. Bezolds Abhandlung sagt Hertz (a. a. O., S. 3) in der ihm eigenen selbstlosen, freudigen Anerkennung fremden Verdienstes: „Man wird sich jetzt fast mit Erstaunen fragen, wie es möglich war, daß so wichtige und so bestimmt ausgesprochene Ergebnisse keinen größeren Einfluß auf den Gang der Wissenschaft ausgeübt haben.“

„War es denn wirklich so schwer, nachzuweisen, daß elektrische und magnetische Kräfte Zeit zu ihrer Ausbreitung brauchen? Konnte man nicht eine Leidener Flasche entladen und direkt beobachten, ob die Zuckung eines entfernten Elektroskops etwas später erfolgte? Genügte es nicht, in gleicher Absicht auf eine Magnetnadel zu achten, während man in einiger Entfernung plötzlich einen Elektromagneten erregte? In der Tat hat man diese oder ähnliche Versuche früher auch angestellt, ohne indessen einen Zeitunterschied zwischen Ursache und Wirkung wahrzunehmen. Einem Anhänger der Maxwellschen Theorie muß das freilich als das notwendige Ergebnis erscheinen, bedingt durch die ungeheure Geschwindigkeit der Ausbreitung. Die Ladung einer Leidener Flasche, die Kraft eines Magnets können wir schließlich nur auf mäßige Entfernungen wahrnehmen, sagen wir auf 10 m. Einen solchen Raum durchfliegt das Licht, also nach der Theorie auch die elektrische Kraft, in dem dreißigmillionten Teile der Sekunde. Ein derartiges Zeitteilchen können wir unmittelbar nicht messen, nicht wahrnehmen [1]).“

Das Scheitern des Nachweises der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch unmittelbare Zeitmessung mußte im elektromagnetischen Falle also begreiflich erscheinen, obwohl sie bei trägeren Erscheinungen, wie etwa bei der Bestimmung der Fortpflanzung elastischer Zustände (z. B. des Schalles), sehr wohl zum Ziele führen kann. Es darf aber nicht übersehen werden, daß, ein so großer Gewinn auch ihr Gelingen gewesen wäre, dies doch noch nicht hingereicht hätte, um die vorliegenden Fragen in unzweideutiger Weise zu lösen. Die von Olaf Römer (1676) entdeckte endliche Geschwindigkeit des Lichtes war in der Tat und mit Recht kein Hindernis dafür gewesen, daß die Emissionshypothese durch lange Zeit der Wellentheorie des Lichtes den Rang streitig machen konnte. So wäre vielleicht auch in unserem Falle eine Emissionshypothese der elektromagnetischen Wirkungen möglich gewesen. Nur wenn es gelang, zu zeigen, daß die Ausbreitung elektromagnetischer Zustandsänderungen in den Raum wirklich wellenförmig erfolgt, wie dies schon auf S. 66 beschrieben wurde, war die Endlichkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit

[1]) H. Hertz. „Über die Beziehungen zwischen Licht und Elektrizität“, Heidelb. Rede, S. 16 (Bonn, E. Strauß), oder Ges. Werke **1**, 347.

elektromagnetischer Störungen und zugleich die Unmöglichkeit einer Emissionshypothese auf diesem Gebiete bewiesen; schließlich war damit auch die Möglichkeit eröffnet, die auf Faradays Grundanschauungen aufgebaute Maxwellsche Lehre dem Sinne nach und zahlenmäßig zu prüfen.

Wie konnte nun diese wellenförmige Ausbreitung durch den Versuch bewiesen werden — vorausgesetzt, daß sie wirklich bestand? Denn es darf nicht vergessen werden, daß alle unsere bisherigen Erörterungen über das Vorhandensein und die Eigenschaften elektromagnetischer Wellen vor dem Eingreifen von Hertz nur theoretisch auf dem Papiere vorhanden waren, der Stütze durch den Versuch aber gänzlich entbehrten.

Der auf S. 66, 67 beschriebene Gedankenversuch ist in Wirklichkeit nicht ausführbar, wie kaum gesagt zu werden braucht [1]). Welches Versuchsverfahren zur Beweisführung für das Bestehen elektromagnetischer Wellen man sich aber auch immer als möglich denken wollte — zwei unerläßliche Voraussetzungen mußten vorerst geschaffen werden: erstens mußte man ein Mittel besitzen, um voraussichtlich elektromagnetische Wellen von solcher Länge erzeugen zu können, daß an ihre Beobachtung innerhalb der Abmessungen eines Versuchsraumes gedacht werden konnte; zweitens bedurfte es der Entdeckung eines Weges, um das Vorhandensein und die Stärke solcher Wellen überhaupt der Beobachtung zugänglich zu machen; einen solchen aber kannte man vor Hertz nicht. Ebenso waren auch Wellen von passender Länge mit den vor Hertz bekannten Hilfsmitteln nicht zu erwarten.

Als Erzeuger der Wellen konnten nur elektromagnetisch schwingungsfähige Gebilde in Betracht kommen. Solche kannte man nun zwar, wie wir gesehen haben, und auch ihre Schwingungsdauer τ war beobachtet (S. 49 ff.; S. 58). Nahm man die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit von 300 000 km sec $=$ $3 \cdot 10^{10}$ cm sec in Luft als richtig an, so ergab Formel (12) (S. 67) die zu erwartende Wellenlänge λ. „Aber leider füllten (vor Hertz) die kürzesten beobachteten Schwingungen immer noch das volle Milliontel der Sekunde. Während eine solche Schwingung verlief,

[1]) Der entsprechende Versuch mit Schallwellen ist ausführbar; vgl. die photographische Aufnahme von Schallwellen nach der Schlierenmethode durch E. Mach [z. B. Wied. Ann. **32**, 277 (1887); **41**, 144 (1890) mit P. Salcher; ebenda **41**, 140 (1890) mit L. Mach].

breitete sich ihre Wirkung schon über 300 m aus [1]). So konnte aus Bekanntem Hilfe nicht gewonnen werden, eine neue Erkenntnis mußte hinzukommen. Was hinzukam, war die Erfahrung, daß nicht allein die Entladung der Flaschen, daß vielmehr unter besonderen geeigneten Umständen die Entladung jedes beliebigen Leiters zu Schwingungen Anlaß gibt ... Freilich folgen sich diese Schwingungen nicht in lang anhaltender Reihe, es sind wenige schnell verlöschende Zuckungen. Es wäre besser für unsere Versuche, wenn dies anders wäre. Aber ... auch im Gebiete der Akustik können wir mit klappernden Hölzern eine dürftige Musik erzeugen, wenn uns die gedehnten Töne der Pfeifen und Saiten versagt sind [2])." (S. 181.)

In seiner ersten, unserem Gegenstande gewidmeten Abhandlung: „Über sehr schnelle elektrische Schwingungen" [3]) beschreibt H. Hertz jenes Rüstzeug von fast verblüffender Einfachheit, mit dessen Hilfe es ihm bald gelang, in einer raschen Folge genial angelegter und meisterhaft durchgeführter Versuche sein Ziel — die Bestätigung der Faraday-Maxwellschen Theorie — zu erreichen, ein Ziel, dem seit Faraday manch einer der Besten vergeblich zugestrebt hatte.

Die Theorie ergibt (S. 57) für die Schwingungsdauer eines sich schwingend entladenden Kondensators die Beziehung $\tau = 2\pi \sqrt{L\,C}$; sie läßt also bei genügend kleinen Werten des Selbstinduktionskoeffizienten L und der Kapazität C beliebig kleine Schwingungsdauern τ als möglich erscheinen. Ob solche wirklich in genügender Stärke erzeugt und beobachtet werden können, war aber nicht durch die Theorie, sondern nur durch den Versuch zu erweisen [4]). Aus gewissen Erscheinungen an sogenannten Knochenhauerschen Spiralen [5]) schloß Hertz, daß dies möglich sei. „Die Schwingungen, um welche es sich dabei handeln wird, sind etwa

---

[1]) Denn nach Gleichung (12) folgt:

$$\lambda = c \cdot \tau = 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-6}\,\text{cm} = 3 \cdot 10^{4}\,\text{cm} = 300\,\text{m}.$$

[2]) H. Hertz, a. a. O., S. 17, 18.

[3]) Derselbe, Wied. Ann. **31**, 421 (1887); Ges. Werke **2**, 32.

[4]) So scheint ja auch zunächst der Herstellung beliebig kurzer Schallwellen keine Grenze gesetzt zu sein, doch besteht eine solche. P. Lebedew, Ann. d. Phys. **35** (4), 171 (1911); N. Neklepajew, ebenda S. 175.

[5]) H. Hertz, Ges. Werke **2**, 2.

100mal schneller als die von Feddersen beobachteten. Ihre Schwingungsdauer, freilich nur mit Hilfe der Theorie geschätzt[1]), rechnet nach Hundertmillionteln der Sekunde[2])."

Eine Reihe von Versuchen führten Hertz bald zu der in Abb. 39 angedeuteten Anordnung.

Die beiden metallischen Massen (Kapazität) CC sind durch den bei B unterbrochenen Kupferdraht LL (Selbstinduktion) verbunden. Bei B befinden sich die Kugeln eines Funkenmikrometers (3 cm Durchmesser, $^3/_4$ cm Entfernung); die beiden Hälften LC sind je mit einem Pole der Sekundärspule eines Induktoriums A verbunden; mit dessen Hilfe werden die beiden Hälften LC geladen, bis bei B ein Funke überspringt, der (S. 23, 28) die leitende Verbindung CLC herstellt und die schwingende Entladung des Kondensators CC durch den Draht LL ermöglicht[3]). Daß diese wirklich eintritt, wird schon durch folgenden Versuch sehr wahrscheinlich gemacht: Ein Kupferdrahtrechteck $abdc$, das in der Mitte einer Seite durch ein fein verstellbares Funkenmikrometer M unterbrochen ist, wird in der aus Abb. 39 ersichtlichen Weise mit dem einen Zweige LC durch einen Draht D leitend verbunden. Wird das Induktorium A in Gang gesetzt, so daß bei B Funken springen, so treten auch bei M solche auf und können eine Länge von mehreren Millimetern erreichen. Diese im ersten Augenblicke überraschende Tatsache wird verständlich, wenn man annimmt, daß die in CLC entstehenden Schwingungen mit endlicher Ge-

---

[1]) Denn der Drehspiegel versagt bei so schnellen Schwingungen.

[2]) Ges. Werke **2**, 32.

[3]) Wäre der Funken bei B nicht vorhanden, so würde (S. 50) die schwingende Entladung zwischen CC natürlich durch die Sekundärspule des Induktoriums A erfolgen. Ihre Schwingungsdauer wäre, dem großen Werte des Selbstinduktionskoeffizienten dieser Spule entsprechend, nach Gleichung (11) sehr langsam, etwa von der Größenordnung von $^1/_{20\,000}$ sec. So aber findet die Entladung merklich nur durch LBL und daher mit sehr kleinem τ ($^1/_{100\,000\,000}$ sec) statt. An Stelle des Induktoriums kann, wie schon Hertz zeigte, auch eine Influenzmaschine verwendet werden; besonders vorteilhaft sind vielplattige Influenzmaschinen, mit deren Hilfe A. Toepler [Wied. Ann. **46**, 306, 464, 642 (1892)] die Hertzschen Versuche wiederholt hat. Ebenso erweist sich die Benutzung der Sekundärspule einer Teslaschen Anordnung (S. 59) statt des Induktoriums nach den Untersuchungen von P. Drude [Ann. d. Phys. **9**, 294 (1902)] als sehr zweckmäßig bei Versuchen mit Hertzschen Schwingungen (S. 60).

schwindigkeit längs D dem Rechtecke zugeleitet werden und längs des Drahtes $cabd$ weitereilen. Da sie also die Kugel 1 von M früher erreichen als die Kugel 2, so ist zwischen diesen beiden eine Potentialdifferenz vorhanden, die den Funken bei M hervorruft. Diese Auffassung gewinnt an Wahrscheinlichkeit durch den Umstand, daß bei der in Abb. 40 wiedergegebenen Anordnung Funken in M nicht auftreten. Da die längs D zugeleiteten Störungen nämlich von e gleiche Wege bis 1 und 2 zurückzulegen haben, dort also gleichzeitig anlangen, kann keine Potentialdifferenz und

Abb. 39.

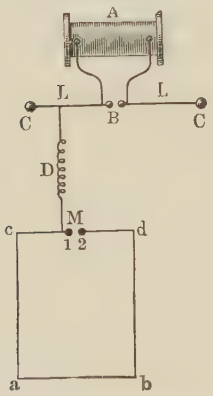
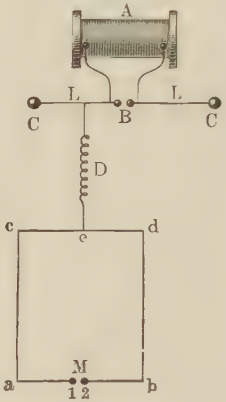


Abb. 40.

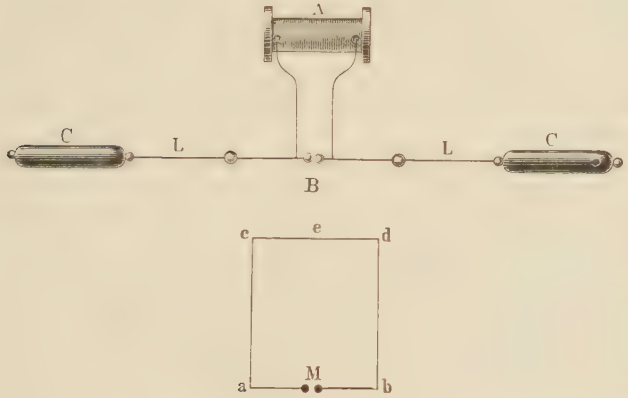


also auch kein Funken zwischen 1 und 2 entstehen. Jede kleine Änderung der Symmetrie in der Lage des Zuleitungspunktes von D ruft sofort das Funkenspiel bei M wieder hervor. Schon aus diesen Versuchen können wir schließen, daß der „Erreger" CLC wirklich die von ihm erwarteten sehr raschen elektromagnetischen Schwingungen ausführt, und daß gegenüber den von ihm längs eines metallischen Leiters ausgehenden Wellen eine Länge von wenigen Zentimetern nicht mehr als verschwindend klein angesehen werden darf. Dieser Wegunterschied entspricht einem Zeitunterschied von der Größenordnung von $^1/_{1\,000\,000\,000}$ sec im Zurücklegen der beiden Wege $e\,1$ bzw. $e\,2$ durch die elektrische Störung. Man wird es erstaunlich finden — und keine Theorie vermochte es vorauszusehen —, daß so kurzdauernde Potentialdifferenzen zur Erzeugung eines Funkens genügen.

Erscheinungen der eben beschriebenen Art hatte 19 Jahre vor Hertz schon W. v. Bezold in der oben (S. 79) erwähnten Arbeit beschrieben und in vollkommen zutreffender Weise erklärt. Hierauf beziehen sich die in Anm. 1 auf S. 79 wiedergegebenen Worte, die Hertz den früheren, ihm selbst erst nachträglich bekannt gewordenen Verdiensten v. Bezolds widmet.

Noch schlagender aber wird diese Auffassung durch die folgenden Versuche gestützt[1]). Ein ähnlicher Erreger CLC und dasselbe Drahtrechteck $abdc$ waren in der aus Abb. 41 ersichtlichen

Abb. 41.



Weise ohne jede leitende Verbindung einander gegenübergestellt. Es zeigte sich nun, daß auch in diesem Falle bei M Fünkchen bis zu mehreren Millimetern Länge auftraten, sobald das Induktorium in Gang gesetzt wurde. Die Entfernung Bc war veränderlich und konnte bis auf 1,5 m und mehr vergrößert werden, ohne den Ausfall der Versuche dem Wesen nach zu beeinträchtigen. Da jede leitende Verbindung zwischen Erreger und Rechteck fehlte, konnten diese Funken nur durch die Induktionswirkung der in CLC stattfindenden Schwingung auf den benachbarten Leiter $cdba$ verursacht sein. Nun ist aber der gegenseitige Induktionskoeffizient (S. 39) von L und dem Rechtecke nur äußerst klein; trotzdem war die induzierte elektromotorische Kraft hinreichend, um bei M eine

[1]) H. Hertz, Ges. Werke 2, 39 ff.

Funkenentladung zu erzeugen; so war denn der Schluß unabweisbar, nicht nur, daß die Änderungsgeschwindigkeit des induzierenden Feldes (Stromes) eine außerordentlich große, d. h. die Schwingungsdauer von CLC eine außerordentlich kurze sein mußte (S. 43), sondern daß auch die Stärke des induzierenden Feldes für den angestrebten Zweck hinreichte[1]).

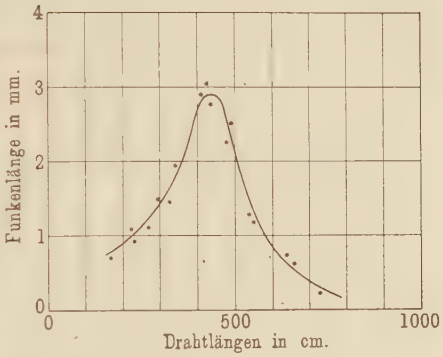
Die beiden erforderlichen Vorbedingungen, von denen oben (S. 81) die Rede war, waren also geschaffen: Schwingungserreger von der gewünschten hohen Wechselzahl waren in den Gebilden der eben geschilderten Art gefunden; aber auch das überraschend einfache Mittel war entdeckt, um so rasche Schwingungen durch den Versuch nachzuweisen: ein jeder zum fast geschlossenen Kreise gebogene Draht konnte dazu dienen; das zarte, oft nur im verdunkelten Raume mit geschontem Auge sichtbare Funkenspiel zwischen seinen Enden ließ die Induktionswirkung jener Schwingungen erkennen.

Doch war dies Mittel noch einer weiteren Vervollkommnung fähig, die ihm Hertz in derselben Arbeit erteilte. Waren die Funken im Sekundärkreise $abdc$ durch die in ihm induzierten Schwingungen hervorgerufen, woran nicht mehr zu zweifeln war, so konnte man — durch den Vergleich mit bekannten akustischen Erscheinungen — erwarten, daß die Wirkungen auf den Sekundärkreis erheblich gesteigert würden, wenn dessen Eigenschwingungsdauer der des erregenden Primärkreises gleich wäre. In der Tat besteht ja der Sekundärkreis aus einer Kapazität (M), deren Belege durch einen Draht von bestimmter Selbstinduktion verbunden sind — und es mußte daher möglich sein, durch entsprechende Wahl dieser Größen seine Eigenschwingungsdauer τ jener des Erregers gleich zu machen. Für den Fall dieser Übereinstimmung konnte man bei sonst gleicher gegenseitiger Lage der beiden Schwingungskreise auf einen Höchstwert der erreichbaren Funkenlänge bei M rechnen. Der Versuch entsprach vollkommen der Erwartung: „Es wurde eine Reihe von Rechtecken $abcd$ hergestellt, in welchen den Seiten ab und cd ihre Länge gelassen wurde, in welchen aber für ac und bd immer längere Drähte, von 10 cm

[1]) Ganz ähnliche Bemerkungen gelten für die Teslaschen Versuche (S. 59). Es sei erwähnt, daß die Teslaschen Versuche den Hertzschen geschichtlich folgten; ihre Besprechung wurde in dieser Schrift nur aus Gründen der Darstellung vorangestellt.

anfangend bis zu 250 cm, eingeschaltet wurden[1]). Es zeigte sich ein ausgesprochener Höchstwert der Funkenlänge für eine Länge ($a\,c$) des Rechteckes von 180 cm. Abb. 42 veranschaulicht die Ergebnisse. Als Abszissen sind die Gesamtlängen der induzierten Leitung, als Ordinaten die Höchstwerte der Funkenlängen (bei M) aufgetragen.

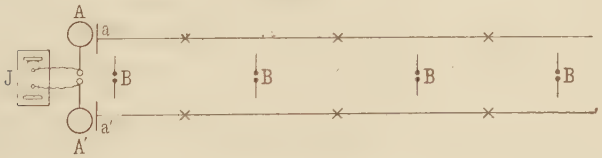
Abb. 42.



In Anlehnung an die in der Akustik gebräuchliche Bezeichnungsweise nannte Hertz einen derart abgestimmten Sekundärkreis Resonator. Die Erforschung der Resonanzerscheinungen ist, wie wir sehen werden, geeignet, um genauen Aufschluß über den Ablauf der Schwingungen im primären und sekundären Hertzschen Kreise zu erlangen, dessen Kenntnis für Theorie und Anwendung [drahtlose Telegraphie][2]) von hervorragender Wichtigkeit ist.

Schon die bisher beschriebenen Versuche können als Beweis dafür angesehen werden, daß der Hertzsche Erreger die von der

Abb. 43.



Theorie geforderten sehr raschen, regelmäßigen Schwingungen vollführt. Der folgende Versuch[3]) verstärkt den Beweis. In Abb. 43

---

[1]) H. Hertz, Ges. Werke **2**, 48 ff., Fig. 10a.

[2]) Zum Beispiel M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151 (1897); Ann. d. Phys. **8**, 686 (1902).

[3]) H. Hertz, Recherches sur les ondulations électriques. Arch. des Scienc. phys. et nat. (3) **21**, 281 (1889) (Sonderabdruck S. 10); vgl. hierzu jedoch auch S. 122.

ist die Anordnung des Versuchs wiedergegeben. AA' sind (hohle) Metallkugeln von 30 cm Durchmesser. Der verbindende, wie früher mit einer Funkenstrecke versehene Draht ist 1 m lang. J ist das Induktorium, aa' sind zwei Metallplatten, von denen zwei (10 bis 20 m lange) Drähte parallel fortgeleitet sind. B ist ein auf den Erreger in der oben besprochenen Art abgestimmter Resonator, der in der angedeuteten Stellung (Resonatorebene senkrecht zur Ebene des Drahtzwischenraumes, Funkenstrecke oben) an verschiedene Stellen der Drahtanordnung gebracht werden kann. Wir wollen uns nun überlegen, welche Erscheinungen bei Ingangsetzen des Induktoriums zu erwarten sind.

Bei jeder Unterbrechung des Primärstromes des Induktoriums wird in dessen Sekundärspule eine elektromotorische Kraft induziert, durch die z. B. A positiv, A' negativ geladen werden. Wäre dieser Zustand von Dauer, so würde ihm ein elektrisches Feld etwa von der in Abb. 8, S. 23 dargestellten Verteilung entsprechen. Infolge des Funkens aber tritt die schwingende Entladung in AA' ein.

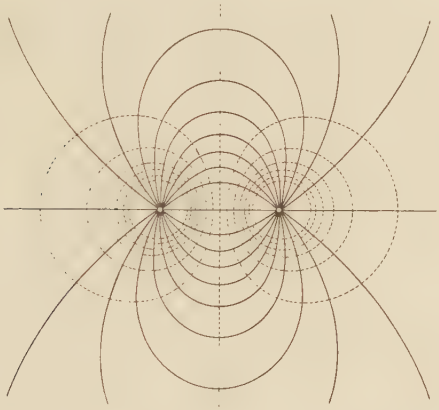
Brauchen nun aber die von AA' ausgehenden Änderungen der Stärke und Richtung des Feldes Zeit, um nach aa' zu gelangen und von dort längs der Drähte sich fortzupflanzen, d. h. erfolgt die Influenzwirkung nicht augenblicklich, so werden die Zustände, die den aufeinander folgenden Schwingungszuständen von AA' entsprechen, längs der Drähte räumlich nebeneinander gebreitet fortgleiten —, d. h. es ist eine längs der Drähte fortschreitende Welle elektrischen Zwanges vorhanden. Da diese nach der Theorie stets von einer Welle magnetischen, überall senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien gerichteten Zwanges begleitet sein soll, so müssen wir uns vorstellen, daß sich eine Gruppe elektrischer und magnetischer Einheitsröhren und -ringe verschiedenen Querschnittes etwa von der in Abb. 44 gezeichneten Form mit Lichtgeschwindigkeit an den parallelen Drähten entlang schiebt[1]). In der Abbildung

[1]) Dies Bild soll aber nicht die Vorstellung erwecken, als handle es sich hierbei um die wirkliche Fortbewegung irgend eines in diesen Röhren, Ringen enthaltenen Stoffes; diese sollen hier, wie auch sonst in diesem Buche, nur Sinnbilder für den elektrischen und magnetischen Zwangszustand sein, deren Stärke und Verteilung sie darzustellen geeignet sind. Ihre Bewegung ist nur ein Bild für die Ausbreitung dieser Zustände (S. 102).

sind die Drähte senkrecht zur Zeichenebene gedacht. Die ausgezogenen Linien, die zwischen den Durchstoßpunkten der Drähte mit der Zeichenebene verlaufen, sind die elektrischen Kraftlinien: die gestrichelten stellen die magnetischen Kraftlinien dar.

Die Drähte dienen hiernach der im umgebenden Dielektrikum sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle nur als Stützpunkte oder Führungen (vgl. S. 149 ff.).

Abb. 44.



Es entsteht nun die Frage, was geschieht, wenn der fortschreitende Wellenzug das Ende der Leitung erreicht. Die Erfahrung lehrt, wie wir sehen werden, in mannigfaltiger Weise, daß am Ende der Leitung eine Zurückwerfung der Welle erfolgt; der zurückgeworfene Wellenzug eilt in der seiner Ankunft entgegengesetzten Richtung zu seinem Ursprunge aa' zurück, um dort abermals zurückgeworfen zu werden und gegen das Ende der Leitung zu wandern, wo sich dasselbe Spiel wiederholt.

Betrachten wir zunächst nur den Zustand vor einem der beiden Enden der Doppeldrahtleitung: Die einzelnen Punkte des Dielektrikums zwischen den Drähten unterliegen gleichzeitig der Wirkung des ankommenden und des zurückgeworfenen Wellenzuges. Der Zustand jedes Punktes wird daher zu jeder Zeit der augenblicklichen Summe aus den beiden Wirkungen entsprechen,

denen er unterworfen ist. Dieses Zusammenwirken bezeichnet man als Interferenz der Wellen. Aus entsprechenden Beispielen der Mechanik und Akustik (Fortleitung und Zurückwerfung von Wellen an Seilen, tönenden Saiten, in Kundtschen Röhren) ist bekannt, daß das Ergebnis der Interferenz zweier, im selben Raume in entgegengesetzter Richtung fortschreitender Wellenzüge von gleicher Wellenlänge und Schwingungsweite die Entstehung jener eigentümlichen Schwingungsform ist, die man als stehende Schwingungen oder stehende Wellen zu bezeichnen pflegt. Ihr eigenartiges Gepräge erhalten sie durch den Umstand, daß an allen Punkten des Interferenzraumes die Wellenzüge einander mit einem für jeden einzelnen Punkt dauernd gleichen, aber von Punkt zu Punkt fortlaufend veränderlichen Weg- und daher auch „Phasenunterschied" begegnen.

An gewissen Punkten werden sich also beide Wellenzüge dauernd in vollkommener Übereinstimmung befinden — ihr Phasenunterschied ist dort Null oder ein ganzes Vielfaches der für beide fortschreitenden Wellen gleichen Schwingungsdauer τ [1]): an diesen Punkten — den Bäuchen — werden daher die Schwingungen (der Seil-, Saiten- oder Luftteilchen oder des elektrischen oder des magnetischen Zwangszustandes) dauernd mit doppelt so großer Schwingungsweite erfolgen, als dies jedem einzelnen Wellenzuge entspräche. Von einem Schwingungsbauche fortschreitend, treffen wir auf beiden Seiten Punkte, wo der ihnen eigentümliche Weg- bzw. Phasenunterschied der beiden Wellenzüge größer oder kleiner als im Wellenbauche ist: beides hat zur Folge, daß die Wellen einander nicht mehr vollkommen unterstützen — die sich hieraus ergebenden Schwingungsweiten sind daher in jedem Augenblicke kleiner als im Bauche, aber immer noch größer, als dies jeder einzelnen der interferierenden Wellen allein entspricht. Bald jedoch gelangen wir an Orte, wo die beiden Wellenzüge einander dauernd teilweise entgegenarbeiten. Dem entspricht es, daß an diesen Punkten die Schwingungsweiten kleiner sind, als sie in jeder einzelnen der Wellen wären.

Dort aber, wo der Phasenunterschied den Wert $\tau/2$ [oder $(2\,m - 1) \cdot \tau/2$, d. h. eines ungeraden Vielfachen hiervon] besitzt,

---

[1]) D. h. der Wegunterschied ist Null oder $m\lambda$, wo m eine ganze Zahl bedeutet.

vernichten einander die Wirkungen der beiden Wellenzüge dauernd vollständig. Die Weite der [mechanischen oder elektrischen (magnetischen)] Schwingung ist an diesen Punkten dauernd Null. Es sind dies die Knotenpunkte der stehenden Welle. Die Entfernung λ' zwischen je zwei benachbarten Knotenpunkten ist, wie sich hieraus leicht ergibt, der halben Länge der fortschreitenden Wellen (λ 2) gleich. Es ist bezeichnend für die stehenden Wellen, daß alle zwischen je zwei Knoten gelegenen Punkte ihre Schwingungen zwar, wie wir sahen, mit verschiedener Schwingungsweite, aber mit gleicher Phase vollführen. Dagegen sind die Phasen der in einem Knotenpunkte aneinander grenzenden Abteilungen einer stehenden Welle einander stets entgegengesetzt.

Der Punkt, wo die Wellen zurückgeworfen werden, kann je nach den Umständen Bauch oder Knoten der entstehenden Interferenzerscheinung sein; so bildet im akustischen Falle das Ende einer offenen Pfeife einen Bauch für die schwingende Bewegung der tönenden Luftsäule, die dort nicht gehindert ist. Das Ende der gedackten Pfeife dagegen ist ein Knoten der Schwingungsbewegung, die eben durch das feste Hindernis dauernd gehemmt wird (S. 96); im ersten Falle erfolgt also die Zurückwerfung ohne Phasenverlust, im zweiten mit dem Verlust einer halben Schwingungsdauer. Doch können auch Fälle eintreten, wo der Zurückwerfungspunkt weder Bauch noch Knoten, der Phasenverlust also zwischen 0 und $\tau/2$ gelegen ist.

Dieselben Betrachtungen wie für das eine Ende gelten auch für das andere. Auch vor diesem werden sich stehende Wellen ausbilden. Ist nun der ganze vom Erreger ausgehende Wellenzug länger als die Leitung, längs der er sich ausbreitet, so müssen die Interferenzräume vor beiden Enden notwendig ganz oder teilweise übereinandergreifen. Bei passender Länge der Leitung können dann die Knoten und Bäuche beider Systeme stehender Wellen miteinander zur Deckung gebracht werden. In diesem günstigen Falle werden beide Erscheinungen einander verstärken. Die Leitung befindet sich dann in Resonanz mit dem Erreger, und die stehenden Wellen können in vollkommener Reinheit zur Ausbildung gelangen. Ein akustisches Beispiel hierfür bietet der bekannte Versuch mit der Kundtschen Röhre.

Erteilt man nun den parallelen Drähten (Abb. 43) eine solche geeignete Länge und verschiebt den Resonator B in ihrem Zwischen-

raume vom Ende gegen aa' hin, so zeigt sich folgende Erscheinung: „Vom entferntesten Ende der Drähte ausgehend finden wir zunächst Funken von einigen Millimetern Länge. Indem wir uns dann dem Primärleiter nähern, sehen wir die Funkenlänge erst abnehmen, und in 1,5 m Entfernung vom Ende ganz verschwinden. Die Funken treten in 3 m Entfernung wieder sehr lebhaft auf. verschwinden abermals bei 4,5 m, und diese Erscheinung wiederholt sich periodisch in gleichen Intervallen[1])."

Dieser Versuch beweist also in der Tat das Vorhandensein stehender elektrischer Schwingungen: Punkte dauernder elektrischer Ruhe — die in der Zeichnung durch kleine Kreuze bezeichneten Knotenpunkte der elektrischen Schwingung — wechseln in vollkommener Regelmäßigkeit mit Stellen größter Schwankungen des elektrischen Zwanges — den Bäuchen. „In der beschriebenen Anordnung entsprach dem freien Ende der Drähte ein Schwingungsbauch. Es genügt, die beiden Drahtenden miteinander in Berührung zu bringen, um an seine Stelle einen Knoten zu setzen. In dem letzten Falle finden sich die übrigen Knoten in 3, 6 und 9 m vom Ende der Drähte[1])."

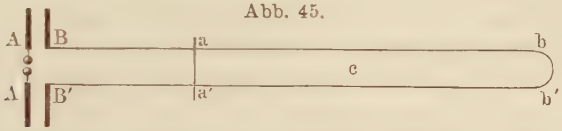
Die Länge der fortschreitenden Welle beträgt daher in diesem Falle $\lambda = 6$ m. Nehmen wir als Geschwindigkeit ihrer Ausbreitung, wie dies der Theorie von Maxwell gemäß ist, Lichtgeschwindigkeit an, so ergibt sich für die Schwingungsdauer des Erregers der Wert $\tau = \lambda\, c = 2\ 100\,000\,000$ sec (S. 81) in guter Übereinstimmung mit der aus W. Thomsons Formel berechneten Schwingungsdauer.

Ein von den bisher beschriebenen wesentlich verschiedenes Verfahren zur Untersuchung stehender elektromagnetischer Wellen an Drähten hat H. Hertz in seiner Abhandlung „Über die mechanischen Wirkungen elektrischer Drahtwellen" gegeben[2]). Seine besondere Bedeutung gewinnt es dadurch, daß es nicht nur zahlenmäßige Messungen an elektrischen Drahtwellen in einfacher Weise ermöglicht, sondern auch gestattet, die Wellen elektrischen und magnetischen Zwanges gesondert voneinander nachzuweisen. Die Wellen wurden mit Hilfe der in Abb. 45 dargestellten Lecherschen Anordnung „als der für reine

[1]) Hertz, a. a. O.
[2]) Hertz, Wied. Ann. **42**, 407 (1891); Ges. Werke **2**, 199.

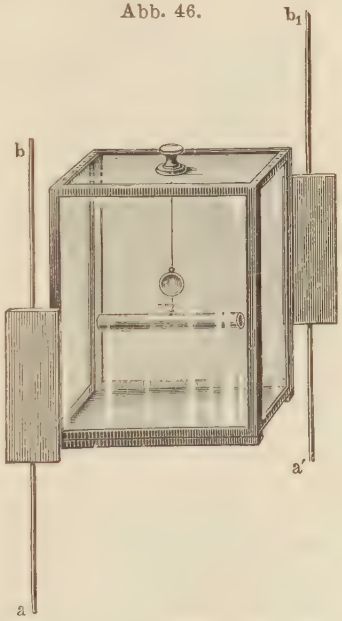
Versuche geeignetsten“ [1]) erzeugt. Lecher[2]) hatte gefunden, daß an den Stellen der Knotenpunkte stehender elektrischer Wellen die beiden Drähte durch leitende Bügel überbrückt werden können;

Abb. 45.



die Resonanzerscheinung wird dadurch nicht nur nicht gestört, sondern kann gerade bei richtiger Einstellung der Brücken in voller Schärfe hervorgerufen werden.

Abb. 46.



aa′ und *bb′* sind die Knotenpunkte der im Raume *aa′bb′* durch Resonanz erzeugten stehenden Welle, *c* gibt die Lage des Bauches an.

„Zur Messung der mechanischen Wirkung der elektrischen Kraft benutzte ich (d. h. Hertz) ein zylindrisches Röhrchen von Goldpapier von 5,5 cm Länge und 0,7 cm Durchmesser; dasselbe war mit horizontaler Richtung der Achse an einem Kokonfaden aufgehängt, ein sehr kleiner Magnet gab dem Röhrchen eine feste Ruhelage[3]), ein

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 200.

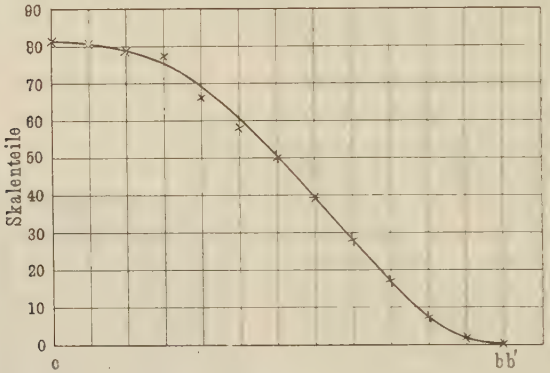
[2]) E. Lecher, Wied. Ann. **41**, 850 (1890).

[3]) Um möglichen Mißverständnissen vorzubeugen, soll ausdrücklich betont werden, daß dem kleinen Magneten keine andere Rolle zukommt, als die eines Hilfsmittels, um dem beweglichen Teile eine bestimmte Ruhelage zu geben. Er kann daher durch andere zweckdienliche Vorrichtungen ersetzt werden. So macht z. B. die Aufhängung an einem Quarzfaden von entsprechender Torsionskraft (Bjerknes u.a.) den kleinen Richtmagneten entbehrlich.

kleiner Spiegel gestattete, die Ablenkungen aus derselben zu messen. Das ganze System hing in einem Glaskästchen [1]).“

Abb. 46 gibt ein Bild der kleinen Vorrichtung. Die Drähte wurden in deren Nähe einander und ihr bis auf einige Zentimeter genähert und gegenüber den Enden des Röhrchens durch kleine Metallplatten verstärkt, wie in der Abbildung angedeutet ist. Die Strecke zwischen dem Bauche *c* und dem Knoten *bb'* wurde in 12 gleiche Abschnitte geteilt und an den 13 Endpunkten dieser Abschnitte die Ablenkung des Röhrchens gemessen. Abb. 47 gibt

Abb. 47.



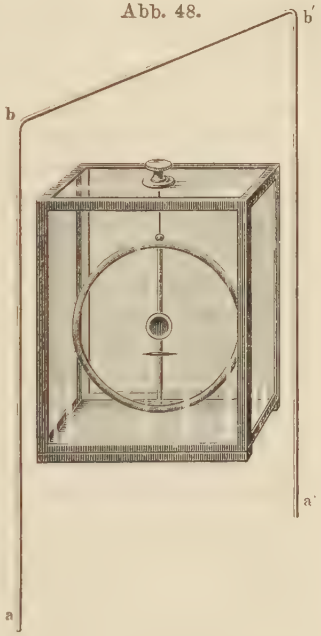
hiervon eine Darstellung. Die Ablenkungen des Röhrchens erfolgten stets in dem Sinne, daß sich seine Achse in die kürzeste Verbindungslinie der Drähte einzustellen suchte. „Es wurden also stets die Enden des Röhrchens von den nächst gelegenen Teilen der Drähte scheinbar angezogen.“ Nach der schon an früheren Stellen (S. 18, 20) dargelegten Auffassung werden wir diese Bewegungen als Ergebnis des Verkürzungsbestrebens der zwischen den Drähten und dem Röhrchen verlaufenden, im Zeitmaße der Schwingungen beständig Stärke und Richtung verändernden elektrischen Kraftlinien betrachten können; die Größe der Ablenkung des Röhrchens mißt also an jedem Punkte den Wert der dort herrschenden mittleren Stärke (Intensität) der elektrischen Schwingungen.

---

[1]) Hertz, Ges. Werke 2, 204.

„Zum Nachweis der magnetischen Kraft diente ein kreisförmiger Reif aus Aluminiumdraht. Der Durchmesser des Reifes betrug 65 mm, der des Drahtes 2 mm. Der Reif wurde um einen seiner Durchmesser drehbar aufgehängt, und wie vorher der Zylinder mit Magnet [1]), Spiegel und Glasgehäuse versehen. Abb. 48 gibt eine Skizze des nunmehr benutzten Apparates. Sehen wir zunächst für einen Augenblick von unserer Kenntnis der magnetischen Kraft ab, so werden wir vermuten, daß sich der Reif unter dem Einflusse der Schwingungen ebenso wie der Zylinder verhält und daß dabei . . . der horizontale Durchmesser des Reifes die Rolle der Längsachse des Zylinders übernimmt."

Abb. 48.



„Hängen wir nun aber wirklich den Reif in dem Knoten bb' auf, in der Weise, wie es Abb. 48 angibt, so sehen wir andere, unerwartete Erscheinungen eintreten. Erstens bleibt unter dem Einflusse der Schwingungen der Ring nicht in Ruhe, sondern nimmt Ablenkungen an von derselben Größenordnung wie diejenigen, welche der Zylinder im Bauche der Schwingung zeigte. Zweitens zeigt die Richtung der Ablenkung keine Anziehung, sondern eine Abstoßung der benachbarten Punkte des Reifes und der Drähte an ... Wir finden, daß der horizontale Durchmesser stets einer Richtung zustrebt, welche auf der Ebene der Drahtschleife senkrecht steht. Ohne anderweitig gewonnene Kenntnis, allein aus diesen Versuchen dürfen wir also aussagen, daß sich neben der elektrischen Schwingung noch eine Schwingung anderer Art geltend mache, deren Knotenpunkte nicht mit jenen der elektrischen Schwingung zusammenfallen . . . In Wahrheit werden

[1]) Vgl. Anm. 3, S. 93.

wir, über die Beobachtung hinausgehend, die neue Schwingung ohne weiteres mit der von der Theorie geforderten magnetischen Schwingung identifizieren. Die schnell wechselnde magnetische Kraft muß in dem geschlossenen Reifen einen in gleichem Rhythmus wechselnden Strom induzieren und auf diesen rückwirkend den Kreis ablenken. Die magnetische Kraft hat ihren größten Wert im Knoten der elektrischen Schwingung [1]), und ihre Richtung ist daselbst senkrecht auf der Ebene der Drahtschleife [2]).“

Die magnetische Welle hat demnach, abweichend von der elektrischen, am geschlossenen Ende der Drahtleitung einen Bauch, am offenen Ende dagegen einen Knoten. Auf ähnliche Verhältnisse stoßen wir bei elastischen Wellen: während das geschlossene Ende einer Pfeife einen Knoten für die Bewegung der Luftteilchen bildet, deren Höchstwert daher um $\lambda' 2$ vor dem Ende der Pfeife liegt, sind die Schwankungen des Luftdruckes am geschlossenen Ende (und überhaupt an den Knoten der Bewegungsschwingungen) am größten, aber Null an den Orten der Bewegungsbäuche. In der fortschreitenden Welle dagegen fallen Höchst- und Tiefstwerte von Druck und Bewegung und ebenso von elektrischem und magnetischem Zwange stets zusammen.

Die im vorangehenden festgehaltene Auffassung, wonach der eigentliche Sitz der elektromagnetischen Drahtwellen nicht in den Drähten selbst, sondern vielmehr im umgebenden Dielektrikum zu suchen ist, kann durch die bisher beschriebenen Versuche allein nicht als genügend bewiesen betrachtet werden. In Wirklichkeit gründet sie sich auch nicht auf diese, sondern auf eine Reihe von Versuchen, die Hertz in seiner Arbeit „Über die Fortleitung elektrischer Wellen durch Drähte“ [3]) mitgeteilt hat. Veranlaßt war diese Untersuchung durch die Absicht, eine von O. Heaviside [4]) und J. H. Poynting [5]) auf die Maxwellschen Anschauungen aufgebaute Theorie zu prüfen, die zu der eben genannten Auffassung führt. (S. 146.)

---

[1]) und, wie die Versuche weiter zeigen, ihren Knoten am Orte c des elektrischen Schwingungsbauches.

[2]) Hertz, Ges. Werke **2**, 204, 205.

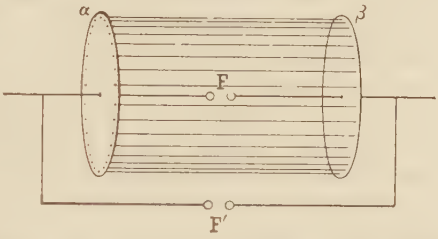
[3]) H. Hertz, Wied. Ann. **37**, 395 (1889); Ges. Werke **2**, 171.

[4]) O. Heaviside, Electrician (1885); Phil. Mag. **25**, 153 (1888).

[5]) J. H. Poynting, Phil. Trans. **2**, 277 (1885).

Wird z. B. einer der parallelen Drähte (Abb. 43) an einer Stelle durch die Funkenstrecke eines Mikrometers F (Abb. 49) unterbrochen, so treten, wenn das Induktorium im Gange ist, bei F mehrere Millimeter lange Funken auf. Diese bleiben bestehen, wenn die Metallplatten $\alpha\beta$ an die beiden Drahtteile angelötet werden. Wird aber durch Einziehen von (feinen oder dicken) Drähten in die 24 an dem Umfange der Platten $\alpha\beta$ befindlichen Löcher ein Drahtkäfig gebildet, so sind bei F nicht die kleinsten Funken mehr zu erzielen. Eine außerhalb des Käfigs nebengeschaltete Funkenstrecke F' aber läßt auch dann nach wie vor ein unvermindertes Funkenspiel erkennen. Aus diesen und anderen Versuchen „dürfen wir schließen, daß schnelle elektrische Schwingungen völlig unfähig sind, Metallschichten von einiger Dicke[1]) zu durchdringen, und daß es daher auf keine Weise möglich ist, mit Hilfe solcher Schwingungen im Innern geschlossener metallischer Hüllen Funken zu erregen. Sehen wir also durch solche Schwingungen Funken erzeugt im Innern von Metallhüllen, welche beinahe, aber nicht vollständig geschlossen sind, so werden wir schließen müssen, daß die elektrische Erregung eingedrungen sei durch die vorhandene Öffnung“[2]). Eine ausführlichere Besprechung dieser Erscheinung soll übrigens einer späteren Stelle (S. 151, 174 ff.) vorbehalten bleiben.

Abb. 49.



Durch die bisher betrachteten Versuche ist das Vorhandensein sehr rascher regelmäßiger elektromagnetischer Schwingungen unzweideutig erwiesen. Auch lassen sie keinen Zweifel mehr darüber, daß elektromagnetische Störungen sich mit endlicher Geschwindigkeit an leitenden Drähten ausbreiten (S. 150 ff.).

---

[1]) Hertz, Ges. Werke 2, 178. Auf Glasröhren niedergeschlagene Silberschichten, die auch für Licht nicht mehr undurchsichtig und sicher dünner als $^1/_{100}$ mm waren, erwiesen sich als nicht mehr undurchlässig für die elektrischen Drahtwellen.

[2]) A. a. O., S. 179.

So gut sich diese Tatsachen aber auch in den Gedankenkreis der Faraday-Maxwellschen Theorie fügen, eine Entscheidung zwischen dieser und der Fernwirkungslehre gestatten sie noch nicht zu fällen. Denn alle Versuche mit dem einfachen Resonator mußten denselben Erfolg haben, ob nun die Ausbreitung der Wirkung von dem schwingenden Erreger in das umgebende Dielektrikum mit endlicher Geschwindigkeit geschah oder ob der ganze umgebende Raum den Veränderungen des Erregers in jedem Augenblicke gleichzeitig folgte. Die Ausbreitung elektromagnetischer Störungen an oder in Leitern mit endlicher Geschwindigkeit aber hatte auch für die Anschauungsweise der Fernwirkungstheorie nichts Befremdliches: War es doch gerade die Bewegung des elektrischen Fluidums im Leiter, was nach dieser Theorie den elektrischen Strom bildete (S. 25). Wheatstone, Fizeau und Gounelle und W. Siemens hatten sogar vermeintlich die Geschwindigkeit der Elektrizität in Drähten gemessen. Alle beobachteten Wirkungen der Drahtwellen konnten also von der Fernwirkungstheorie durch die Fernkräfte der an oder in den Drähten bewegten Fluida erklärt werden. Die endliche Geschwindigkeit des Trägers konnte aber weder für noch gegen die endliche oder unendlich große Geschwindigkeit der von ihm ausgehenden Kräfte etwas beweisen, wie ja auch z. B. aus der endlichen Geschwindigkeit der Wandelsterne kein Schluß auf die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Gravitationskraft gezogen werden kann.

Die grundlegende Frage nach der Art der Fortpflanzung elektromagnetischer Störungen im reinen Dielektrikum — durch deren Beantwortung allein zwischen beiden Theorien endgültig entschieden werden konnte — blieb durch die Versuche mit Drahtwellen also noch ungelöst. Und doch bedurfte es außer dem Hertzschen Erreger und Resonator keiner anderen Waffen, um den Sieg unwiderruflich an die Fahnen der Faraday-Maxwellschen Theorie zu knüpfen. Durch seine Versuche „Über elektrodynamische Wellen im Luftraume und deren Reflexion“ [1]) hat Hertz diesen Sieg errungen. Die Entstehungsgeschichte dieser Arbeit, die einen Markstein auf dem Wege der Entwickelung der physikalischen Wissenschaft bildet, erzählt Hertz selbst mit folgenden Worten [2]): „Während ich die Wirkung meiner primären

[1]) Wied. Ann. **34**, 610 (1888). Ges. Werke **2**, 133.
[2]) Ges. Werke **2**, 11.

Schwingung in großer Entfernung untersuchte, war mir deutlich eine Art von Schattenbildung hinter leitenden Massen entgegengetreten, und diese war mir nicht sehr auffällig erschienen. Etwas später glaubte ich auch eine eigentümliche Verstärkung der Wirkung vor solchen schattengebenden Massen und vor den Wänden des Raumes zu bemerken. Als mir zuerst der Gedanke kam, daß diese Verstärkung von einer Art Reflexion der elektrischen Kraft von den leitenden Massen herrühre, schien mir derselbe fast unzulässig, so sehr wich er immerhin von der uns damals geläufigen Vorstellung einer elektrischen Kraft ab, unbeschadet aller Bekanntschaft mit dem Vorstellungskreise der Maxwellschen Theorie. Nachdem ich aber das Vorhandensein wirklicher Wellen glaubte sichergestellt zu haben, trat ich der anfangs verworfenen Erklärungsart wieder näher und kam so zu den Erscheinungen, welche in der Abhandlung „. . . . . .“ dargelegt sind.“

Die eine Stirnwand des 15 m langen, 6 m hohen, 8,5 m breiten Versuchsraumes wurde mit einem Zinkblech von 2 m Breite und 4 m Höhe teilweise bekleidet. Der primäre Leiter befand sich 13 m gegenüber der Mitte des Bleches in 2 m Entfernung von der Gegenwand. Der Verbindungsdraht der Kondensatorplatten stand lotrecht, seine Funkenstrecke 2,5 m über dem Boden. Der abgestimmte Resonator — ein Drahtkreis — konnte mit seinem Mittelpunkte in 2,5 m Höhe in der Richtung der von der primären Funkenstrecke auf die Gegenwand gefällten Senkrechten (des Einfallslotes) verschoben, und seine Ebene und Funkenstrecke hierbei in beliebige Lagen gebracht werden. Steht die Resonatorebene zum Einfallslote senkrecht, und liegt seine Funkenstrecke in der durch dieses gelegten wagrechten Ebene, so sind in unmittelbarer Nähe der Zinkwand keine Funken im Resonator wahrzunehmen. Sie treten wieder auf und erreichen einen Höchstwert, wenn der Resonator allmählich von der Zinkwand entfernt wird, nehmen bei weiterer Entfernung wieder ab, um an einer bestimmten Stelle abermals zu verschwinden und bei weiterer Verschiebung des Resonators einen zweiten Höchstwert zu erreichen, dann wieder durch einen Tiefstwert hindurchzugehen usf. Ganz entsprechende Ergebnisse haben Versuche mit anderen Lagen des Resonators. Versuche mit verschieden großen Erregern und entsprechend abgestimmten Resonatoren lieferten wesentlich dieselben Ergebnisse. Die Entfernungen zwischen den Verschwindungs-

punkten der Funken aber erwiesen sich in derselben Weise als abhängig von der Größe der Erreger, wie deren Schwingungsdauern. In Abb. 50 sind die Ergebnisse für einen bestimmten Fall versinnlicht.

Diese Erscheinungen zeigen das bezeichnende Gepräge stehender Wellen des elektrischen Zwanges, deren Knotenpunkte und Bäuche durch die Höchst- und Tiefstwerte der Funkenlängen gegeben sind. Diese Interferenzen scheinen nur durch die

Abb. 50.

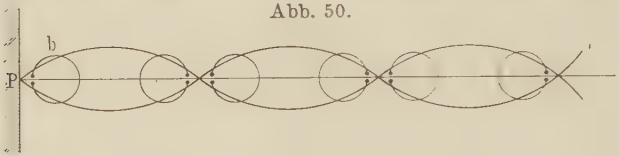
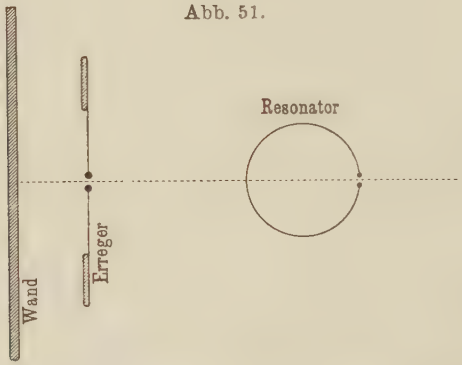


Abb. 51.



Zurückwerfung eines vom primären Kreise in den umgebenden Luftraum entsendeten Wellenzuges an der leitenden Zinkwand erklärt werden zu können. (Vgl. hierzu S. 122 ff.)

Die Stellung von Erreger und Resonator wurde nun vertauscht, so daß sich der erstere jetzt zwischen der Wand und dem Resonator befindet (Abb. 51). Steht der Erreger der Wand sehr nahe, so sind im Resonator keine Funken wahrzunehmen. Entfernt man den Primärkreis allmählich von der Wand, so treten Funken im Resonator auf, die für eine bestimmte Stellung des Erregers einen Höchstwert erreichen, um bei weiterer Verschiebung des Erregers wieder abzunehmen und durch einen Tiefstwert hindurch-

gehend wieder anzuwachsen. Diese Erscheinung erklärt sich in einfacher Weise aus der Interferenz des dem Resonator unmittelbar zugestrahlten Wellenzuges mit jenem, der, vom Erreger der Wand zueilend, von dieser zurückgeworfen, den Resonator trifft. Zwei im selben Raume in gleicher Richtung fortschreitende Wellenzüge gleicher Schwingungsdauer verstärken, schwächen oder vernichten einander aber im ganzen Interferenzraume je nach ihrem für alle Punkte gleichen Phasenunterschied. In unserem Falle ist dieser offenbar nur von der Entfernung zwischen Wand und Erreger — nicht aber von der Entfernung des Resonators abhängig. Das akustische Gegenstück bilden die Schallstärkeänderungen, die ein an Stelle des Resonators befindliches Ohr empfindet, wenn man an Stelle des Erregers eine Stimmgabel, an Stelle des Metallschirmes eine den Schall zurückwerfende Wand setzt und die Entfernung zwischen Gabel und Wand allmählich verändert.

In der Optik stellen sich der Fresnelsche Versuch in der Lloydschen Form und die Erscheinungen am Newtonschen Farbenglase dem beschriebenen Versuche an die Seite.

„In Optik und Akustik gelten jene Versuche als Argumente für die Wellennatur des Lichtes und des Schalles; so werden wir auch die hier beschriebenen Erscheinungen als Argumente für die wellenartige Ausbreitung der Induktionswirkung einer elektrischen Schwingung ansehen dürfen“ [1]).

Der lange ersehnte Beweis für die wellenartige Ausbreitung und daher auch für die von Faraday-Maxwell geforderte endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen war also durch die Hertzschen Versuche endgültig erbracht.

Aber auch der Wert dieser Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Versuche und führt zu einer zahlenmäßigen Bestätigung der Maxwellschen Theorie. Denn die Schwingungsdauer τ des Erregers läßt sich nach der Formel von Thomson-Kirchhoff (S. 57) berechnen, die sich für langsame Schwingungen bewährt hat und deren Gültigkeit für rasche Schwingungen anzuzweifeln kein Grund vorliegt; die Wellenlänge λ liefern die Messungen der Knotenabstände (λ'); aus der schon vielfach benutzten Formel $c = \lambda\,\tau$ (S. 67) folgt dann für die Größe der Geschwindigkeit

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 145.

elektromagnetischer Wellen im Luftraume wirklich der Wert der Lichtgeschwindigkeit ($3 \cdot 10^{10}$ cm sec), wie Maxwells Theorie es voraussah.

Die von einem Hertzschen Erreger, sowie natürlich von jedem elektromagnetisch schwingenden Gebilde, in den Raum ausgesendeten Wellen stellen eine Energiemenge in elektrischer und magnetischer Form [1]) dar, die z. B. durch eine entsprechende Anzahl von Resonatoren aufgefangen und in diesen in Joulesche Wärme verwandelt werden könnte. Jedenfalls muß diese Energie aus jenem Vorrate geliefert werden, den der Erreger zu Beginn des Versuches besaß. Es muß also die Schwingung des Erregers außer durch die in ihm entstehende Joulesche Wärme auch durch Strahlung in den umgebenden Raum gedämpft werden (S. 55, 169 ff.).

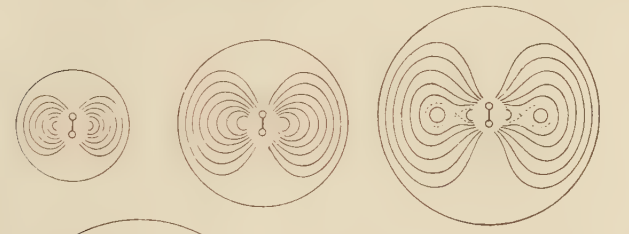
Daß diese Dämpfung sehr erhebliche Beträge annehmen kann, zeigt die Berechnung, die Hertz [2]) für einen seiner Erreger angestellt hat: Der Anfangsvorrat an elektrischer Energie betrug etwa 54000 Erg. Der Strahlungsverlust während der ersten halben Schwingungsdauer (1,5hundertmilliontel Sekunde) ergab sich zu 24000 Erg. Dies entspricht einer Arbeitsleistung von 22 Pferdekräften. Während der ersten Schwingung des Erregers ist die Stärke seiner elektromagnetischen Strahlung in etwa 12 m Abstand von ihm gleich der der Sonnenstrahlung auf der Erdoberfläche. Während jedoch diese ununterbrochen anhält, beschränkt sich jene bei jeder Erregung des primären Leiters (d. h. bei jeder Unterbrechung des Primärstromes des Induktoriums) auf das nach einigen Hundertmillionteln der Sekunde zählende Zeitteilchen, während dessen die rasch gedämpften Schwingungen des Erregers ablaufen. Also selbst bei mehreren Tausenden Unterbrechungen in der Sekunde (wie sie etwa der Wehneltsche Unterbrecher gestattet) findet in jeder Sekunde Strahlung insgesamt nur statt während einiger Milliontel Sekunden (S. 186).

Von der Art, wie die Ausstrahlung durch Abschnüren und Fortwandern elektrischer Kraftringe [3]) vom primären Leiter erfolgt, geben (nach Hertz) die Abb. 52 bis 56 ein Bild. Die aufeinanderfolgenden Abbildungen entsprechen Zuständen des Feldes, die um je $\tau/4$ voneinander abstehen.

[1]) Das gleiche gilt für den Versuch mit Drahtwellen.
[2]) Ges. Werke **2**, 160, 161.
[3]) Vgl. Anm. S. 88.

Schon die bisherigen Versuche genügten, um zu zeigen, daß die elektromagnetische Lichttheorie nicht nur in der Phantasie des Theoretikers vorhanden war, sondern fast greifbaren Wirklichkeiten entsprach. Mit Recht konnte Hertz [1]) seine elektrischen Wellen im Luftraume als wesensgleich ansehen mit den Wellen des Lichtes, von welchen sie sich nur durch ihre millionenmal größere Länge unterscheiden. Doch wurde die Beweiskraft der

Abb. 52. Abb. 53. Abb. 54.



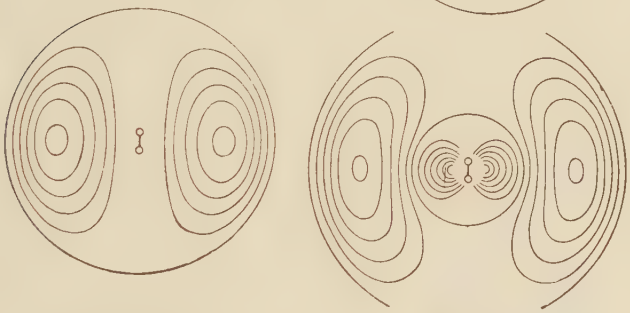


Abb. 55. Abb. 56.

letzterwähnten Untersuchungen, wenn dies möglich war, noch übertroffen durch jene Reihe glänzender Versuche „Über Strahlen elektrischer Kraft“ [2]), von denen Lord Kelvin in seiner Vorrede zur englischen Ausgabe der „Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft von H. Hertz“ sagt: „I cannot refer to this paper without expressing the admiration and delight with which I see the words „rectilinear propagation“, „polarisation“, „reflection“, „refraction“ appearing in it as sub-titles“ [3]).

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 156, 157.

[2]) Hertz, Berl. Akad., 13. Dezember 1888. Wied. Ann. **36**, 769 (1889); Ges. Werke **2**, 184.

[3]) Englische Ausgabe S. XV.

Nachdem Hertz gezeigt hatte, daß die Wirkung einer elektrischen Schwingung sich wellenförmig ausbreite, ging er daran, diese Wellen dadurch zusammenzuhalten, daß er den primären Leiter in die Brennlinie eines großen parabolischen Hohlspiegels brachte. Die ersten Versuche scheiterten an dem Mißverhältnis zwischen der verwendeten Wellenlänge (8 bis 10 m) und den Abmessungen des Spiegels. Doch als es Hertz geglückt war, Wellen von 60 cm Länge herzustellen und nachzuweisen, kehrte er zur Benutzung der Hohlspiegel zurück, und er sagt[1]: „Ich habe nunmehr besseren Erfolg gehabt, als ich zu hoffen wagte. Es gelang mir, deutliche Strahlen elektrischer Kraft zu erzeugen und mit denselben die elementaren Versuche anzustellen, welche man mit dem Lichte und der strahlenden Wärme auszuführen gewohnt ist."

Ein Messingkörper von 26 cm Länge (Abb. 57), in der Mitte durch eine aus zwei blank polierten Messingkugeln gebildete Funkenstrecke unterbrochen, bildete den Erreger, der, wie Abb. 58 zeigt, in der Mitte der Brennlinie eines parabolischen Zylinderspiegels aus Zinkblech befestigt werden konnte. Die Drähte vom Induktorium führten dann isoliert durch das Metall des Spiegels zu den Polkugeln.

Wäre an Stelle des Erregers ein leuchtender Körper in der Brennlinie des Spiegels vorhanden, so würde das am Spiegel zurückgeworfene Licht bekanntlich in Form eines scharf begrenzten, der Parabelachse parallelen Strahles aus ihm austreten. Wird nun das Induktorium in Gang gesetzt und der Versuchsraum mit Hilfe eines auf den Erreger abgestimmten kreisförmigen Resonators von 7,5 cm Durchmesser abgesucht, so spricht dieser bis auf 6 m Entfernung vom Spiegel innerhalb jenes Raumes an, der im optischen Falle vom Lichtstrahle erfüllt würde, bleibt aber sowohl hinter dem Spiegel, als auch vor ihm an allen einigermaßen außerhalb dieses Bezirks gelegenen Stellen vollkommen funkenlos[2]. Es ist also möglich, ziemlich scharf abgegrenzte Strahlen elektromagnetischer Wellen herzustellen und zu zeigen, daß sie sich wie Lichtstrahlen geradlinig fortpflanzen.

---

[1]) Ges. Werke **2**, 184.

[2]) Ansprechen des Resonators etwas außerhalb des scharfen Strahles läßt sich ungezwungen aus der Beugung der Wellen an den Rändern des Spiegels erklären. Bei Wellen von 60 cm Länge sind eben Beugungserscheinungen, wie die Theorie und wie auch das Beispiel des Schalles zeigt, für die Ausbildung ganz scharfer Strahlen bereits sehr hinderlich (vgl. S. 135).

Eine Reihe weiterer Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlen, die übrigens zum großen Teile schon aus dem früheren hervorgehen (S. 99 ff.), zeigen die folgenden Versuche: In der Brennlinie eines zweiten dem früheren gleichen Hohlspiegels befand

Abb. 57.

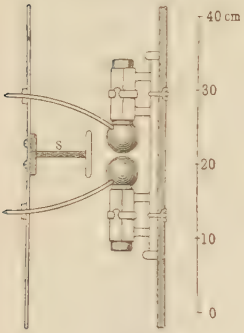


Abb. 58.

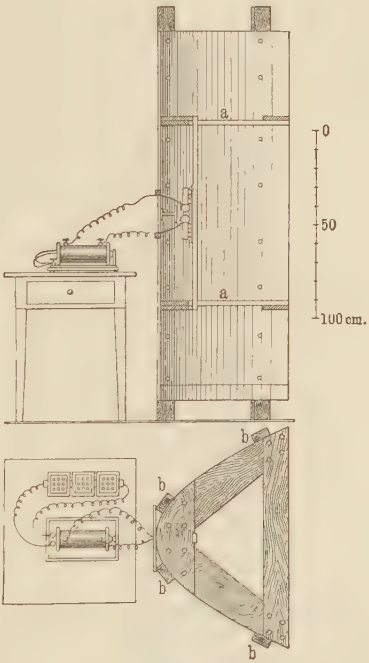
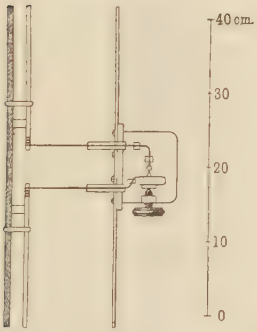


Abb. 59.

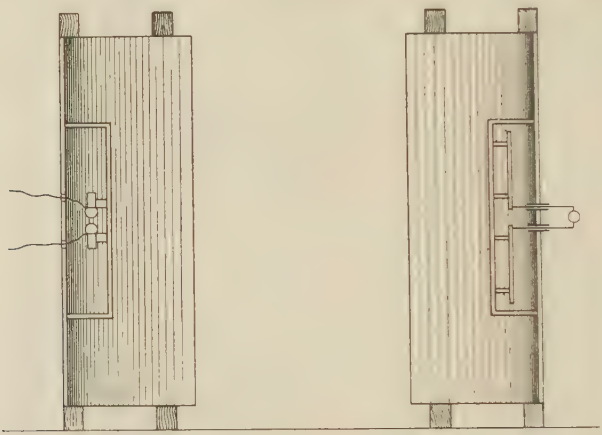


sich ein Resonator, bestehend aus zwei 50 cm langen Drähten von 5 mm Durchmesser. Ihre einander zugewendeten Enden hatten einen gegenseitigen Abstand von 5 cm, und von ihnen führten Drähte isoliert durch das Metall des Spiegels zu der hinter dem Spiegel befindlichen, mikrometrisch verstellbaren Funkenstrecke, wie aus Abb. 59 ersichtlich ist.

Werden die beiden Spiegel wie in Abb. 60 einander mit zusammenfallenden optischen Achsen gegenübergestellt, dann erscheinen an der Funkenstrecke des Empfängers noch bei mehr

als 20 m Entfernung der Spiegel Fünkchen, selbst wenn der Resonator auf den Erreger nicht scharf abgestimmt wurde. Der auf den Empfängerspiegel treffende Strahl wird — wie ein Lichtstrahl — in dessen Brennlinie gesammelt, und seine Wirkung dadurch verstärkt. Schirme aus leitenden Stoffen (Blech, Silberpapier, der menschliche Körper) zwischen die Spiegel gebracht, schneiden die Wirkung vollkommen ab — der Empfänger bleibt funkenlos. Nicht so wirken Wände aus isolierendem Stoffe: hölzerne Türen oder Bretter erweisen sich den elektromagnetischen

Abb. 60.



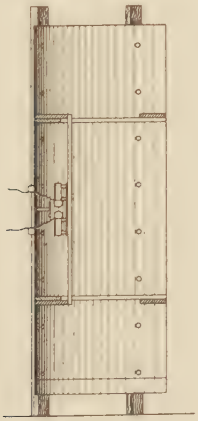
Strahlen gegenüber als durchlässig; diese Tatsache bildet nicht nur keinen Widerspruch, sondern vielmehr eine Bestätigung der Maxwellschen Theorie, die gerade von Isolatoren vollkommene Durchsichtigkeit für elektromagnetische Wellen als Regel fordert (S. 68, 77). Abweichungen von dieser Regel treffen wir erst im Gebiete jener äußerst kurzen Wellenlängen (Wärme- und Lichtwellen), denen gegenüber die Stoffe nicht mehr als stetiges, lückenloses Gefüge angesehen werden können.

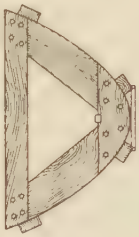
Eine neue Eigenschaft der Strahlen und eine neue Bestätigung von Maxwells Theorie ergab der folgende Versuch: Zwischen die, wie früher mit parallelen lotrechten Brennlinien einander gegenüberstehenden Spiegel wird, mit seiner Ebene senkrecht zum Strahle, ein Holzrahmen gebracht, der mit parallelen

Kupferdrähten von 3 cm gegenseitiger Entfernung bespannt ist und in seiner eigenen Ebene gedreht werden kann [Abb. 61][1]). Ist die Richtung der Drähte wagrecht, so treten die Funken im Empfänger in gleicher Weise auf, wie ohne Vorhandensein des Gitters. Sie werden aber schwächer, wenn dieses gedreht wird, so daß sich die Richtung der Drähte der Lotrechten nähert, und verschwinden gänzlich, wenn die Lotstellung der Gitterdrähte erreicht ist. Diese Erscheinung führt die Transversalität der elektrischen Wellen in unzweideutiger Weise vor Augen. Das Gitter bildet ein Hindernis nur dann, wenn es der induzierenden Wirkung des Strahles ausgesetzt ist. Diese kann aber nur zur Geltung kommen, wenn die Drähte auf der Richtung der magnetischen Schwingung senkrecht, und daher parallel jener der

Abb. 61.

Abb. 62.





elektrischen Schwingungen stehen, d. h. in unserem Falle, wenn sie lotrecht gerichtet sind. Werden die Spiegel (Abb. 62) mit zusammenfallenden optischen Achsen, aber senkrecht gekreuzten

[1]) Vgl. auch die zusammenfassende Darstellung von Cl. Schaefer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **4**, 274 (1907).

Brennlinien einander gegenübergestellt, so bleibt der Empfänger funkenlos. Denn in diesem Falle stehen die in der Brennlinie des Empfängerspiegels gesammelten elektrischen Schwingungen senkrecht auf dem Empfängerdrahte, während der magnetische Zwang ihm parallel gerichtet ist — eine induzierende Wirkung ist daher unmöglich. An der Erscheinung ändert sich, wie zu erwarten ist, nichts, wenn das Gitter mit lotrechten oder wagrechten Drähten zwischen die Spiegel gebracht wird. Wird es aber auch nur um wenige Grade in seiner eigenen Ebene aus einer der genannten Stellungen herausgedreht, so treten im Empfänger wieder Funken auf, die für eine Neigung der Drähte von 45° gegen die Lotrechte am stärksten werden. Denn das Gitter läßt nun die zur Drahtrichtung senkrechte Komponente der elektrischen Schwingungen hindurch, deren wagrechter Bestandteil am Empfänger in Wirkung treten kann. Diese Versuche finden ihr vollkommenes Gegenstück in der Optik, wenn an Stelle der beiden Spiegel ein Polarisator und Analysator (Nicolsche Prismen oder Spiegel), an Stelle des Gitters etwa ein unter dem Polarisationswinkel gegen den Strahl geneigter Glasplattensatz gesetzt wird.

Werden die Spiegel mit lotrechten Brennlinien, aber geneigten optischen Achsen (Abb. 63) aufgestellt, so bleibt der Empfänger funkenfrei. Mit Hilfe eines lotrechten, in den Gang des Strahles gestellten metallischen Schirmes ist es jetzt möglich, den Strahl in den Empfängerspiegel zu werfen und dadurch in ihm das Funkenspiel auszulösen. Doch gelingt dies nur für jene Stellungen der Metallwand, für welche auch ein am Orte des Empfängers befindliches Auge in ihr das Spiegelbild des Erregers wahrzunehmen vermöchte. Die Zurückwerfung des elektromagnetischen Strahles ist also eine regelmäßige, wie die des Lichtes. Wird an Stelle des Metallschirmes das früher benutzte Gitter gebracht, so wirft auch dieses die Strahlen zurück, wenn seine Drähte lotrecht, also der elektrischen Schwingung im Strahle parallel gerichtet sind — hingegen nicht bei wagrechter Stellung der Drähte. Dem Verhalten des Gitters entspricht auf optischem Gebiete die Zurückwerfung des Lichtes an dichroitischen Kristallen [1]).

---

[1]) Hierauf hat zuerst W. König hingewiesen; vgl. Hertz, Ges. Werke **2**, 293, Anm. 26.

Endlich gelang es Hertz auch, die Brechung der elektromagnetischen Strahlen nachzuweisen mit Hilfe eines Prismas aus Asphalt, dessen Flächen 1,5 m Höhe und 1,2 m Breite besaßen und einen Winkel von 30° bildeten. Standen die Spiegel einander gerade gegenüber, so wurden durch Einfügen des Prismas in den Strahlengang (Abb. 64) die Funken im Empfänger zum Ver-

Abb. 63.

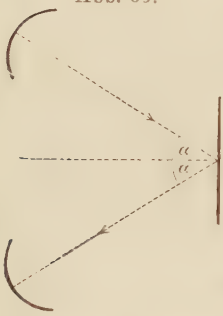
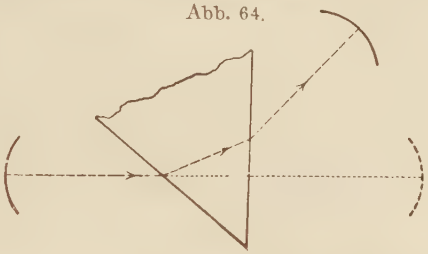


Abb. 64.



schwinden gebracht. Doch traten sie wieder auf, wenn der Empfänger, dem Prisma stets zugekehrt, um 22° verschoben wurde, wie dies in Abb. 64 angedeutet ist. Hieraus ergibt sich der Brechungsexponent des Asphalts (für die verwendeten Wellen von 60 cm Länge) gleich 1,69. Der optische Brechungsexponent pechartiger Stoffe beträgt 1,5 bis 1,6.

Die Hertzsche Entdeckung elektromagnetischer Wellen im reinen Dielektrikum bildet eine Bestätigung der Faraday-Maxwellschen Theorie, wie sie so glänzend selten einer Theorie zuteil geworden ist. Doch reicht die Bedeutung dieser Entdeckung weit über die engeren fachlichen Grenzen hinaus. Durch jene fehlerhafte Hypothesenbildung, die mathematischen Zeichen ein Scheinleben eingehaucht hatte, war der Glaubenssatz der unvermittelten Fernkräfte entstanden, dessen Unbegreiflichkeit dann zu einer Qual des Verstandes geworden war. Aus einem Irrtum der Physiker war die falsche Fragestellung der Philosophen erwachsen: Sind Fernkräfte denkbar? Diese Frage konnte nur durch den Glauben entstehen, Fernkräfte seien wirklich vorhanden. Aber auch nur dann hätte sie Sinn und Berechtigung. Nun hat Hertz gezeigt, daß für das ganze Gebiet der elektromagnetischen Erscheinungen der alte Glaube irrig war. Hier also wenigstens war jene Frage gegenstandslos geworden.

So blieb denn als letzte der vermeintlichen Fernkräfte die Gravitation bestehen, an der der Begriff der unvermittelten Wirkung in die Ferne sich zuerst entwickelt hatte. Es gab weder einen Versuch, noch eine ernsthafte Theorie, wodurch ein Zusammenhang der Gravitation mit anderen physikalischen Erscheinungsgebieten hergestellt, geschweige denn die Gravitation auf Nahewirkungen zurückgeführt oder ihre endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit bewiesen oder auch nur angedeutet worden wäre. Faradays Versuche [1]), einen Zusammenhang zwischen Gravitation und elektromagnetischen Erscheinungen aufzufinden, waren ebenso erfolglos geblieben, wie ähnliche Bemühungen anderer Forscher nach ihm [2]). Heute besitzen wir in der Theorie Einsteins ein Lehrgebäude, das, mit allen Eigenschaften einer Nahewirkungstheorie ausgestattet, einen innigen Zusammenhang der Gravitation mit den übrigen Gebieten der Physik fordert und ihr als Ausbreitungsgeschwindigkeit die des Lichtes [3]) zuschreibt.

Maxwells Theorie hatte durch den Nachweis der aus ihr gefolgerten zahlenmäßigen Beziehung zwischen dem Brechungsexponenten und der Dielektrizitätskonstante eine mächtige, wenn auch noch nicht die entscheidende Stütze gefunden. Erst der Nachweis der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen durch H. Hertz hatte alle Zweifel schwinden lassen. Ähnlich wird Einsteins Gravitationstheorie ein hoher Grad von Wahrscheinlichkeit verliehen durch das zahlenmäßige Zutreffen ihrer Folgerungen bezüglich des Wertes der Perihelbewegung der Wandelsterne und durch die Auffindung der von ihr auch der Größe nach vorausgesagten Krümmung der Lichtstrahlen und der Rotverschiebung der Spektrallinien in starken Gravitationsfeldern [4]). Noch fehlt aber der unmittelbare Nachweis der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Theorie der Gravitation hat ihren Maxwell gefunden, möge ihr ein Heinrich Hertz nicht fehlen!

---

[1]) M. Faraday, Experimental Res. Ser. **24** (1850); s. G. Wiedemann, Lehrb. d. El., 2. Aufl., **3**, 1139 (1895).

[2]) Auch der Versuch eines theoretischen Nachweises der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation aus der Perihelbewegung des Planeten Merkur von P. Gerber (1898) kann nicht als gelungen bezeichnet werden. Vgl. hierzu M. v. Laue, Die Naturwissenschaften S. 735 (1920); „Historisch-kritisches über die Perihelbewegung des Merkur".

[3]) A. Einstein, Berl. Akad., S. 688 (1916); S. 156 (1918).

[4]) Siehe Anm. 2, S. 2.

„Der eifrigen und geübten Forscher sind viele; wie könnten wir da anders als hoffnungsvoll den Erfolgen zukünftiger Unternehmungen entgegensehen."

H. Hertz,
Schlußworte der Heidelberger Rede (1889).

IV. Abschnitt.

Die weitere Entwickelung.

In ein neues Reich von Tatsachen hatte Hertz den Weg gewiesen. In langen Reihen folgten ihm die Physiker, nach allen Richtungen das Land durchforschend. Die Meldungen über ihre Funde füllen Tausende von Seiten. Nur kurz kann hier davon berichtet werden.

I. Die elektromagnetischen Wellen und die Optik.

a) Die Grenzen des elektromagnetischen Spektrums.

Newton hatte [1666][1]) gezeigt, daß ein Strahl weißen Lichtes beim Durchgang durch ein Glasprisma in einen Fächer farbiger Lichter (Spektrum) ausgebreitet wird. Auf einem weißen Schirm aufgefangen erschien der Fächer als ein zusammenhängendes Band, worin von dem am wenigsten abgelenkten roten Ende gegen die am stärksten gebrochene violette Grenze hin die Farben Rot, Gelb, Grün, Blau, Violett sich in ununterbrochener Folge aneinanderreihten. Erst viel später gelangte man zu der Erkenntnis, daß die erwähnten Grenzen des Spektrums nicht in der Natur der physikalischen Erscheinung, sondern in der physiologischen Beschränktheit des menschlichen Auges ihren wahren Grund haben.

Im Jahre 1800 entdeckte J. W. Herschel[2]), daß auch jenseits des roten Endes des sichtbaren Spektrums Strahlen vorhanden sind, die ein empfindliches Thermometer zu erwärmen

[1]) J. C. Poggendorff, Geschichte der Physik, S. 668. Leipzig, J. A. Barth, 1879.

[2]) Vgl. H. Rubens, Le spectre infrarouge, Rapp. au Congrès intern. de Phys. Paris 1900, II, p. 141—174.

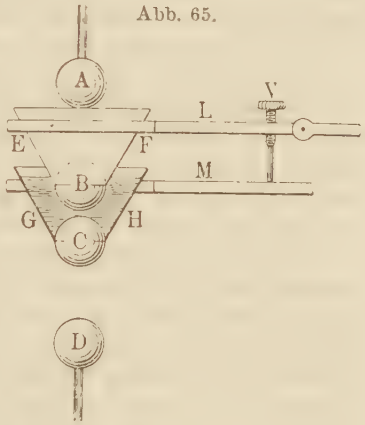
vermögen. Doch dauerte es trotz zahlreicher, besonders von Seebeck und Melloni ausgeführter Untersuchungen über die neuentdeckten Strahlen lange, bis die uns heute selbstverständlich scheinende Überzeugung von der physikalischen Wesensgleichheit und nur physiologischen Verschiedenheit der Wärme- und Lichtstrahlen zum Durchbruche gelangte. Als Ampère (1835) zuerst diese Theorie aufstellte, begegnete er heftigem Widerspruche unter anderem gerade bei Melloni. Erst die Versuche von Fizeau und Foucault (1847) über die Interferenz der Wärmestrahlung und Knoblauchs Arbeiten (1848—1851) brachten Ampères Theorie zum Siege. So hatte man, nicht ohne Kampf gegen den täuschenden Schein der Sinne, die Wärmestrahlen als Lichtstrahlen von großer Wellenlänge und Schwingungsdauer erkannt. Jenseits des violetten Endes des Spektrums kamen die kurzwelligen, raschschwingenden ultravioletten Strahlen hinzu [J. W. Ritter (1801)]. Durch die Hertzschen Versuche im Vereine mit Maxwells Theorie waren nun Wärme-, Licht- und ultraviolette Strahlen der höheren Einheit der elektromagnetischen Strahlen untergeordnet worden. Der Beweis hierfür war mit einer an Gewißheit grenzenden Wahrscheinlichkeit geführt. Aber das eben betrachtete Schicksal von Ampères Theorie muß jede weitere aus der Erfahrung gewonnene Stütze auch dieses Beweises als wichtig und willkommen erscheinen lassen. Denn noch fehlte für manchen Versuch mit elektrischen Wellen das Gegenstück auf optischem Gebiete und umgekehrt: noch klaffte zwischen den kürzesten, von Hertz gemessenen elektrischen Wellen — von 60 cm Wellenlänge in Luft — und den längsten damals bekannten Wärmewellen von $\lambda = 0{,}007$ mm (P. Desains und P. Curie[1]) die ungeheuere Lücke von — akustisch gesprochen — fast 17 Oktaven. Große Fortschritte in der Ausfüllung dieser Kluft sind seither von elektrischer und optischer Seite her gemacht worden, doch ist sie auch heute noch nicht vollkommen geschlossen.

Durch immer weitergehende Verkleinerung der Abmessungen des Erregers gelang es, der Erwartung gemäß, immer kürzere elektromagnetische Wellen zu erzeugen. O. Lodge[2]) und A. Righi[3]) schritten auf diesem Wege voran, und letzterer kam

[1]) Desains und Curie, Compt. rend. **90**, 1506 (1880).
[2]) O. Lodge, Nature **41**, 462 (1890).
[3]) A. Righi, Acc. d. Lincei (5) **2**, (1893).

bald bis zu Wellenlängen von 2,6 cm. Abb. 65 zeigt eine Form der von Righi benutzten Vorrichtungen in natürlicher Größe. Zwei in abgesprengte Glastrichter gekittete Metallkugeln B und C bilden den eigentlichen Erreger. Nach dem zuerst von E. Sarasin und L. de la Rive[1]) angegebenen Verfahren springt der Funke zwischen ihnen statt in Luft in Öl über. Mit den so erregten kurzen Wellen konnte Righi die Hertzschen Spiegelversuche unter entsprechender Verkleinerung sämtlicher Abmessungen wiederholen. Als Resonatoren verwendet er etwa 2 mm breite Silberspiegelglasstreifen von passender Länge, deren Belag in der Mitte durch einen Querstrich mit einem Gravierdiamanten entfernt wird. Dieser einige Tausendstel Millimeter breite Zwischenraum bildet die Funkenstrecke. Durch weitere Verkleinerung der Abmessungen der Righischen Erreger gelang es P. Lebedew[2]) elektromagnetische Wellen von 6 mm Wellenlänge, A. Lampa[3]) solche von 4 mm herzustellen. O. v. Baeyer[4]) gelangte bis zu Wellen von 2 mm Länge. Hiermit scheint die Grenze des auf diesem Wege Erzielbaren erreicht zu sein.

Abb. 65.



Von der optischen Seite her glückte die Ausdehnung des Wärmespektrums in das Bereich der größeren Wellenlängen H. Rubens und E. F. Nichols[5]), sowie H. Rubens und R. W. Wood (S. 139). Die längste von Rubens und Aschkinass[6]) (1898) beobachtete Wärmewelle maß 0,061 mm. Im Jahre 1910 drangen

[1]) Sarasin und de la Rive, Arch. des scienc. phys. et nat. **28**, 306 (1892); vgl. auch H. Bauernberger, Wien. Akad. **102**, 782 (1893).

[2]) P. Lebedew, Wied. Ann. **56**, 1 (1895).

[3]) A. Lampa, Wien. Akad. **105**, 1049 (1896).

[4]) Nach H. Rubens, Kultur der Gegenwart, Bd. „Physik", S. 200 (Abb.). Leipzig-Berlin, B. G. Teubner, 1915.

[5]) Rubens und Nichols, Wied. Ann. **60**, 418 (1897).

[6]) Rubens und Aschkinass, ebenda **65**, 241 (1898).

H. Rubens und Hollnagel[1]) bis 0,094 mm vor und 1911 maßen H. Rubens und O. v. Baeyer[2]) die längste bisher bekannte Wärmewelle von 0,342 mm in der Strahlung der Quarzquecksilberdampflampe. So sind denn die Wärmestrahlen und Hertzschen Wellen einander bis auf etwa $2^1{}_2$ Oktaven nahegerückt.

Für den ultravioletten Teil des Spektrums hat V. Schumann[3]) den Weg nach der Seite der kleinen Schwingungsdauern weit über die damals erforscht gewesenen Grenzen gebahnt. Sein Prismenverfahren gestattete wohl nur eine Schätzung der erreichten Wellenlängen; doch gelang Th. Lyman[4]) später auch die Messung in diesem Gebiete mit Hilfe des Gitterverfahrens. Es ergab sich, daß Schumann 0,000 122 8 mm erreicht, Lyman selbst bis 0,000 103 mm ($1{,}03 \cdot 10^{-4}$ mm) vorzudringen vermocht hatte. In einer späteren Arbeit hat Lyman im Heliumspektrum eine Linie von $6 \cdot 10^{-5}$ mm gemessen[5]). Neuestens ist R. A. Millikan bis $\lambda = 2{,}02 \cdot 10^{-5}$ mm vorgedrungen[6]).

Eine ungeahnte Erweiterung unserer Kenntnis der elektromagnetischen Strahlung kürzester Schwingungsdauern und Wellenlängen aber knüpft sich an die Entdeckung der Röntgenstrahlen (1895). Schon Röntgen hatte seine X-Strahlen als elektromagnetische, allerdings longitudinale Wellenstrahlung betrachtet. Barklas Entdeckung der Polarisation der Strahlen (1905) hatte deren Transversalität nachgewiesen. A. Sommerfelds theoretische Deutung der von Haga und Wind (1900) angestellten, von Walter und Pohl (1909) wiederholten und von P. P. Koch mit seinem mikrophotometrischen Verfahren bearbeiteten Beugungsversuche machten die Wellennatur der Röntgenstrahlen wahrscheinlich und ermöglichten Sommerfeld sogar eine Schätzung

---

[1]) Rubens und Hollnagel, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 83 (1910).

[2]) Rubens und v. Baeyer, Berl. Akad., S. 339 (1911) und Phil. Mag. (6) **21**, 689 (1911).

[3]) V. Schumann, Wien. Akad. **102** (IIa), 415, 625 (1893).

[4]) Th. Lyman, Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik **4**, 245 (1907).

[5]) Nach H. Rubens, Berl. Akad., S. 56 (1917) [Th. Lyman, Proc. Amer. Nat. Acad. **1**, 368 (1915), nach P. S. Epstein, Sitz.-Ber. Bayer. Akad., S. 82 (1919)].

[6]) R. A. Millikan, Astroph. Journ. **52**, 47 (1920). (Nach einer freundlichen Mitteilung der mir nicht zugänglichen Literatur durch Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Smekal, Wien.)

ihrer Wellenlänge [$\cong 4 \cdot 10^{-8}$ mm][1]). Zur völligen Gewißheit aber wurde die Wellennatur dieser, sowie im weiteren Verlaufe auch die der γ-Strahlen radioaktiver Stoffe durch M. v. Laues Entdeckung [1912][2]). Die größte bisher an Röntgenstrahlen gemessene Wellenlänge beträgt $138 \cdot 10^{-8}$ mm[3]); die kürzeste γ-Strahlenwellenlänge $0{,}72 \cdot 10^{-8}$ mm[4]). Rutherford schätzt die Wellenlängen der härtesten γ-Strahlen aus ihrem Auslöschungskoeffizienten in Blei „viel kürzer als 0,062 Angströmeinheiten" (d. h. $6{,}2 \cdot 10^{-9}$ mm). Anschließend folgert er mit Hilfe einer quantentheoretischen Überlegung aus der bekannten Geschwindigkeit der β-Strahlen des Radium-C für die Wellenlänge der entsprechenden γ-Strahlen $\lambda = 7 \cdot 10^{-10}$ mm[5]). Die Wellenbereiche der Röntgen- und γ-Strahlen greifen übereinander. Dagegen klafft noch eine unüberbrückte Kluft zwischen den äußersten ultravioletten und den Röntgenstrahlen. Es ist wahrscheinlich, aber noch nicht beobachtet, daß die X-Strahlung der chemischen Elemente niedriger Ordnungszahlen diese Brücke schlagen werde.

Unsere gegenwärtige Kenntnis des gesamten elektromagnetischen Spektrums läßt sich also in folgender Weise zusammenfassen:

Strahlenart	Oktaven etwa	λ in mm		τ in sec	
		von	bis	von	bis
γ- und Röntgenstrahlen .	$10^1/_2$	$7 \cdot 10^{-10}$	$1{,}38 \cdot 10^{-6}$	$2{,}3 \cdot 10^{-21}$	$4{,}6 \cdot 10^{-18}$
Bisher nicht beobachtet .	4	$1{,}38 \cdot 10^{-6}$	$2{,}02 \cdot 10^{-5}$	$4{,}6 \cdot 10^{-18}$	$6{,}7 \cdot 10^{-17}$
Ultraviolettes Licht . . .	4	$2{,}02 \cdot 10^{-5}$	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	$6{,}7 \cdot 10^{-17}$	$1{,}1 \cdot 10^{-15}$
Sichtbares Licht[6]). . . .	1	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	$6{,}83 \cdot 10^{-4}$	$1{,}1 \cdot 10^{-15}$	$2{,}27 \cdot 10^{-15}$
Ultrarotes Gebiet	9	$6{,}83 \cdot 10^{-4}$	$3{,}42 \cdot 10^{-1}$	$2{,}27 \cdot 10^{-15}$	$1{,}14 \cdot 10^{-12}$
Bisher nicht beobachtet .	$2^1/_2$	$3{,}42 \cdot 10^{-1}$	2	$1{,}14 \cdot 10^{-12}$	$6{,}6 \cdot 10^{-12}$
Hertzsche Wellen . . .	—	2	∞	$6{,}6 \cdot 10^{-12}$	∞

[1]) A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 2. Aufl., S. 116. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1921.

[2]) Vgl. etwa E. Hupka, Die Interferenz der Röntgenstrahlen, Sammlung Vieweg, Heft 18 (1914).

[3]) M. Siegbahn, Verh. d. D. Phys. Ges. **1** (3), 75 (1920).

[4]) M. Siegbahn, Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik **13**, 335 (1916).

[5]) E. Rutherford, Phil. Mag. **34**, 158 (1917). (Nach einer freundlichen Mitteilung dieser mir unzugänglichen Literaturstelle durch Herrn Prof. E. Wagner, München.)

[6]) Die Grenzen sind persönlich verschieden; vgl. z. B. Müller-Pouillets Lehrb. d. Phys. (9. Aufl. von L. Pfaundler) **2**, I, 340.

b) Theoretische Bemerkungen.

Vom Standpunkte der Maxwellschen Theorie erscheinen die oben besprochenen Strahlungen, von den kürzesten γ-Strahlen bis zu den längsten Hertzschen Wellen (S. 115), als wesensgleich und nur nach der Maßzahl ihrer Schwingungsdauern gegeneinander abgestuft. Es ist daher begreiflich, daß man zunächst versucht hat, unter Zugrundelegung der Maxwellschen Elektrodynamik auch für die Entstehung all dieser Strahlungen einen einheitlichen Gesichtspunkt zu finden. Bestand doch die Hoffnung, auf diesem Wege einen tieferen Einblick in die verwickelten und bis dahin keinerlei Theorie zugänglichen Erscheinungen der Leuchtvorgänge zu gewinnen, insbesondere die spärlichen Gesetzmäßigkeiten verstehen zu lernen, die man im Bau der Linien- und Bandenspektren erkannt hatte. Die großen Züge des Ablaufes der Vorgänge im Hertzschen Erreger waren wohl bekannt, in das innere Getriebe der Ereignisse in ihm hatte man keine unmittelbare Einsicht; noch viel weniger aber in jene, die den optischen Strahlungen im weitesten Sinne des Wortes zugrunde liegen. So suchte man das gänzlich Unbekannte auf das Bekanntere zurückzuführen und betrachtete die Erreger der optischen Strahlungen unter dem Bilde passend geformter kleiner, leitender, in ein isolierendes Mittel eingebetteter Teilchen, also Hertzscher Erreger von molekularen Abmessungen [1]). Die Erwartung war von vornherein nicht abzuweisen, daß etwa die Anwendung der Theorie der gekoppelten Schwingungen (S. 127) das Rätsel des Aufbaus der Spektren lösen werde. Doch, wenngleich es gelungen ist, auf diese Weise manche Tatsachen der optischen Spektralanalyse theoretisch und auch durch Versuche mit Hertzschen Erregern gewöhnlicher Größe in groben Zügen nachzubilden (S. 132), so muß doch betont werden, daß dieser Weg versagt hat, wo es sich darum handelt, die feineren Einzelheiten im Aufbau der optischen Strahlungen wiederzugeben. Nach dem heutigen Stande unserer Kenntnisse scheint es im höchsten Grade unwahrscheinlich, daß die Maxwellsche Theorie

[1]) Vgl. z. B. H. Ebert, Arch. de phys. (3) **25**, 489 (1891); berichtet: Fortschr. d. Phys. **47**, 16 (1891); Wied. Ann. **49**, 651 (1893); F. Richarz, Wied. Ann. **52**, 407 (1894); B. Galitzin, Wied. Ann. **56**, 78 (1895); A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie (Leipzig, J. A. Barth, 1906).

in ihrer klassischen Form je imstande sein werde, die elektromagnetischen Vorgänge zu beherrschen, die sich in Gebilden von molekularen oder atomistischen Abmessungen ereignen.

Dagegen hat die Elektronentheorie im Bunde mit der Quanten- und Relativitätstheorie mit einem erstaunlichen Grade von Feinmalerei von der Mannigfaltigkeit der spektralen optischen Tatsachen ein treffendes Gedankenbild zu entwerfen vermocht[1]). An eine erschöpfende Darstellung dieser Theorien und ihrer Anwendungen kann im Rahmen dieses Buches nicht gedacht werden: kurze Andeutungen müssen genügen. Die Energie der Strahlung eines vollkommen schwarzen Körpers (wie er, auf einer Angabe Kirchhoffs fußend, künstlich verwirklicht werden kann, und dessen Eigenschaften gewisse Stoffe, wie Lampenruß, Kohle u. a. ziemlich nahe kommen) ist auf die Schwingungen seines (kontinuierlichen) Spektrums in bestimmter, durch den Versuch ermittelbarer Weise verteilt. Verschiedene Forscher hatten vergeblich danach gestrebt, das Gesetz dieser Energieverteilung theoretisch in eine Formel zu fassen. Erst M. Planck gelang der große Wurf, das Strahlungsgesetz zu finden. Dies geschah um den Preis einer Annahme, die Planck selbst „als etwas ganz Neues, bis dahin Unerhörtes“ bezeichnet, „das berufen schien, unser physikalisches Denken, welches seit der Begründung der Infinitesimalrechnung durch Leibniz und Newton sich auf die Annahme der Stetigkeit aller ursächlichen Zusammenhänge aufbaut, von Grund aus umzugestalten“[2]). Dies Neue, Unerhörte bestand in der Forderung, daß die Ausstrahlung eines Atoms (Planckscher „Oszillator“) nur in gewissen ausgezeichneten Zuständen stattfinden könne, nämlich dann, wenn die Energie des Atoms E_n ein ganzzahliges Vielfaches eines „Energiequantums“ ist, das sich gleich der Schwingungszahl ν des Oszillators mal einer für alle Fälle gleichen Größe „h“ (der Planckschen Konstanten oder dem Wirkungsquantum) ergab. Auch mußte

[1]) Vgl. hierzu etwa: S. Valentiner, Sammlung Vieweg, Heft 15 u. 16; A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 2. Aufl., Kap. 4 u. 5 (Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1921); M. Planck, Die Entstehung und bisherige Entwickelung der Quantentheorie (Nobelvortrag) (Leipzig, J. A. Barth, 1920); A. March, Theorie der Strahlung und der Quanten (Leipzig, J. A. Barth, 1919); F. Reiche, Die Quantentheorie (Berlin, Julius Springer, 1921.)

[2]) M. Planck, a. a. O., S. 17.

gefolgert werden, daß die Ausstrahlung des Atoms nur in ganzen Energiequanten $h \cdot \nu$, nicht aber in Bruchteilen hiervon geschehen kann. Noch steht diese kühne Theorie im ungelösten Widerspruche mit den langgewohnten und so vielfach bewährten Gedankengängen der „klassischen" Physik, noch sind eine Fülle von neuen Fragen, die sie aufgerollt hat, ganz oder teilweise unbeantwortet. Darum hätte sie sich schwerlich jene Anerkennung errungen, deren sie sich heute erfreut, wäre sie nur durch ihre Brauchbarkeit in dem Sondergebiete gestützt, für das sie geschaffen wurde. Doch hat sie sich bald auf den verschiedenartigsten Gebieten der Physik als mächtiges Werkzeug zur Bewältigung theoretischer Aufgaben bewährt, an denen alle Deutungsversuche mit Hilfe der alten Anschauungen ergebnislos scheitern. Dies gilt unter anderem von der mit Hilfe der Quantentheorie durch A. Einstein gegebenen Erklärung der Stokesschen Regel für die Wellenlängen des Fluoreszenzlichtes, für die Gesetze der Gasionisation und der Elektronenaussendung bei der Bestrahlung mit Licht-, Röntgen- und γ-Strahlen, sowie von der Einsteinschen Quantentheorie der spezifischen Wärme fester Körper [1]). Die Versuche von J. Franck und G. Hertz über die Lichterregung durch Elektronenstöße geben eine fast handgreifliche Bestätigung der Quantentheorie [2]).

Können wir uns in diesen Fällen, die mehr oder weniger abseits vom Ziele dieses Buches liegen, mit ihrer bloßen Erwähnung zur Stütze der Theorie begnügen, so hängt die quantentheoretische Erklärung der Linienspektren der Elemente durch Niels Bohr [3]) mit unserem Gegenstande so eng zusammen, daß sie nicht mit der gleichen Kürze abgetan werden darf. Gewisse Beobachtungen über die Wirkungen der Strahlen radioaktiver Stoffe haben zu der Auffassung geführt, daß die Atome der chemischen Elemente aus einem positiv elektrischen Kerne von außerordentlich kleiner Raumausdehnung (in der Größenordnung von 10^{-13} cm für Wasserstoff, 10^{-12} cm für Gold) bestehen, der von Ringen oder Schalen um ihn kreisender negativer Elektronen von einer der Kernladung gleichen Gesamtladung umgeben ist. (E. Rutherfords Atommodell.) In den Kernen ist die eigentliche Masse des Stoffes ent-

---

[1]) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 132 (1905); **22**, 180 (1907).

[2]) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 512 (1914) Phys. Zeitschr. **20**, 132 (1919).

[3]) N. Bohr, Phil. Mag. **30**, 394 (1915).

halten, der gegenüber die Masse der Elektronen (S. 4) nahezu verschwindet. Die Zahl der Kernladungen bestimmt die Stellung des Elementes im periodischen System. Bohr nimmt nun, über die Plancksche Theorie hinausgehend, an, daß von den unendlich vielen nach der gewöhnlichen Mechanik und Elektrodynamik möglichen kreis- und ellipsenförmigen Bahnen um den Kern nur gewisse „Quantenbahnen" den Elektronen zugänglich seien. Je nach den Quantenbahnen, auf denen sich die Elektronen jeweils befinden, besitzt das Atom eine bestimmte Energie E'. Springt nun ein Elektron aus irgendwelchen Gründen aus seiner ursprünglichen in eine andere Quantenbahn, wodurch sich die Energie auf den Wert E'' verringert, so ist damit nach Bohr die Aussendung einer Strahlung von einer Schwingungszahl ν verbunden, die durch die sogenannte Frequenzbedingung:

$$h.\nu = E' - E'' \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (16)$$

gegeben ist, wo h wieder die oben erwähnte Plancksche Konstante bedeutet [1]). Die Linienspektren entstehen durch Sprünge der Elektronen zwischen Bahnen verschiedener Ordnung. Ausgelöscht kann eine einfallende Strahlung nur dann werden, wenn ihre Schwingungszahl ν der Bedingung genügt, daß $h.\nu$ einer der das „auslöschende" Atom kennzeichnenden Energiedifferenzen $E' - E''$ zweier seiner Quantenbahnen gleich ist. Die hierbei von Bohr gemachte Annahme, daß das Elektron nur beim Sprunge aus einer Quantenbahn in eine andere, nicht aber bei seiner Bewegung auf einer Quantenbahn selbst, zu strahlen vermag, steht im offenen und bewußten, ungelösten Widerspruche mit der Maxwellschen Theorie, wonach eine beschleunigt bewegte elektrische Ladung — also auch das kreisende Elektron — stets strahlen müßte.

Man wird zunächst geneigt sein, eine auf solch umstürzlerischen Annahmen aufgebaute Theorie abzulehnen. Doch müßte man damit zugleich auf die überwältigenden Erfolge verzichten, die durch die ursprüngliche Bohrsche Theorie und ihre, insbesondere durch A. Sommerfeld, P. Epstein, P. Debye, A. Ru-

---

[1]) Nach Bohr erfolgt die Ausstrahlung nur in einfachen Energiequanten $h.\nu$, während nach der ursprünglichen Planckschen Auffassung auch ganzzahlige Vielfache von $h.\nu$ zulässig wären. Über die Beziehung zum Planckschen Strahlungsgesetze vgl. A. Einstein, Phys. Zeitschr. **18**, 121 (1917).

binowicz, Bohr selbst u. a. erfolgte Erweiterung und Fortführung errungen worden sind. Diese Theorien gestatten, um nur das Wichtigste zu erwähnen, schon jetzt, nach kurzem Bestande, die Gesetzmäßigkeiten nicht nur des Baues der Röntgenstrahlenspektren und der Spektren des Wasserstoffes und Heliums, sondern auch die Stärke(Intensitäts-)verhältnisse der Linien in diesen Spektren unter einem einheitlichen Gesichtspunkte darzustellen [1]), ja bis dahin unbekannte Feinheiten des Aufbaues der Spektren vorauszusagen (A. Sommerfeld, Feinstruktur), die durch den Versuch später nachgewiesen wurden, und die Aufspaltung der Linien durch magnetische und elektrische Felder (Zeeman- und Starkeffekt) richtig wiederzugeben [2]). Auch die von R. W. Wood entdeckten Erscheinungen der sogenannten Resonanzstrahlung von Metalldämpfen fügen sich zwanglos der Bohrschen Theorie [3]) (S. 144). Es ist kein Grund zu zweifeln, daß die Theorie mit der Zeit auch die Spektren der übrigen Elemente zu beherrschen imstande sein werde, wenngleich die Schwierigkeiten der Rechnung mit steigender Zahl der Elektronen im Atom gewaltig wachsen. Ein anderes Mittel, um gleiches zu erreichen, ist derzeit unbekannt. Man wird daher nicht umhin können, anzuerkennen, daß Bohr ein ebenso einfaches, wie den Tatsachen der Spektralanalyse vorzüglich angepaßtes Gedankenbild geschaffen hat, das sicher richtige Züge der Erscheinungen enthält, die dem Maxwellschen Bilde fehlen. Dagegen erwachsen der Quantentheorie bisher unüberwundene Schwierigkeiten bei der Frage über die Art der Ausbreitung der ausgestrahlten Energiequanten und auch bei der Deutung der Interferenzerscheinungen [4]). Beide Bilder, das Maxwellsche wie das Planck-Bohrsche, sind daher noch unvollkommen. Noch ist es unentschieden, ob oder wie eine Verschmelzung der beiden zu einem einheitlichen Gemälde möglich wäre. Eines aber scheint sicher: die umfassende Theorie wird für die von der Maxwellschen beherrschten Gebiete zu

[1]) A. Sommerfeld, a. a. O.; H. A. Kramers, Kopenh. Akad. 1919, S. 287 (nach A. Sommerfeld, Atombau, 2. Aufl., S. 399).

[2]) K. Schwarzschild, Berl. Akad. 1916; P. S. Epstein, Ann. d. Phys. **50**, 489 (1916).

[3]) N. Bohr, Zeitschr. f. Phys. **2**, 437 (1920).

[4]) M. Planck, a. a. O.; vgl. P. S. Epstein, Sitz.-Ber. d. Bayer. Akad. d. Wiss. (math.-phys. Kl.) 1919, S. 73.

denselben Gleichungen, wie diese, für die Spektralanalyse aber zu den Formeln führen müssen, durch die die Gesetzmäßigkeiten der Spektren von der Quantentheorie dargestellt werden; doch die Form der Gleichungen wird vielleicht von einem ganz neuen Gedankeninhalte erfüllt sein. Es hat einen gewissen Reiz, bei dieser Gelegenheit sich der Worte zu erinnern, mit denen Maxwell seinen Zweifeln über die Endgültigkeit der Vorstellungen Ausdruck verliehen hat, die man sich zu seiner Zeit — und heute mehr denn je — von den Vorgängen der Elektrolyse gemacht hat: „This theory of molecular charges may serve as a method by which we may remember a good many facts about electrolysis. It is extremely improbable that, when we come to understand the true nature of electrolysis, we shall retain in any form the theory of molecular charges, for then we shall have obtained a secure basis on which to form a true theory of electric currents and so become independent of these provisional theories [1]).“

c) Die Untersuchung der Strahlung des Hertzschen Erregers.

Die verschiedenen Arten der Strahlungsanalyse sind fast alle grundsätzlich im ganzen Bereiche des elektromagnetischen Spektrums, von den kürzesten ultravioletten bis zu den längsten Hertzschen Wellen anwendbar. Hinsichtlich der Zweckmäßigkeit aber verdienen in verschiedenen Spektralbezirken verschiedene Wege den Vorzug. Im Gebiete der eigentlichen optischen Strahlung (Wärme-, Licht- und ultraviolette Wellen) sind das Prisma, das Beugungsgitter und das Interferometer (die beiden letzteren in der von der Natur selbst dargebotenen Form der Kristalle auch für Röntgen- und γ-Strahlen) die vorzüglichsten Hilfsmittel für deren Zerlegung; zur Untersuchung und Messung der zerlegten Strahlung dienen in erster Reihe das Auge, das Bolometer, das Thermoelement, die photographische Platte und — bei den Röntgen- und γ-Strahlen — auch ihre ionisierenden Wirkungen.

Für die Auflösung der Strahlung Hertzscher Erreger steht unübertroffen die Untersuchung mit Hilfe von Resonatoren (Hertz) an der Spitze. Hier kann, je nach dem verfolgten Zwecke, entweder der Höchstwert der Funkenlänge im Resonator verwendet, oder z. B. nach dem Vorgange von V. Bjerknes die

[1]) J. C. Maxwell, Electr. and Magn. **1**, § 260 (Oxford 1873).

Funkenstrecke des Resonators durch ein Hertzsches Elektrometer ersetzt und dessen Ablenkung als Maß für die Stärke der Resonatorschwingungen benutzt werden (S. 93). Für langsamere Schwingungen leisten die Oszillographen hervorragende Dienste.

Die Spektralanalyse des einfachen Hertzschen Erregers hat zur Bereinigung einer Streitfrage Veranlassung gegeben, auf die hier kurz eingegangen werden möge. Nach der Thomson-Kirchhoffschen Theorie (S. 57) besitzt jeder Hertzsche Erreger eine bestimmte, berechenbare Schwingungsdauer. E. Sarasin und L. de la Rive[1]) fanden nun, als sie die Hertzschen Versuche über stehende Wellen im Luftraume (S. 99) und an Drähten (S. 87) wiederholten, Erscheinungen, die ihnen mit der Theorie im Widerspruche zu stehen schienen. Wurden nämlich die stehenden Wellen, die einem und demselben Erreger ihren Ursprung verdankten, mit Empfängern (Resonatoren) verschiedener Größe untersucht, so ergaben sich mit verschiedenen Resonatoren verschieden große Knotenentfernungen und daher auch verschiedene Wellenlängen. Die Längen der von Erregern mit theoretisch verschiedener Schwingungsdauer erzeugten stehenden Wellen, mit einem und demselben Resonator beobachtet, erwiesen sich jedoch als gleich. Diese von den genannten Forschern als multiple Resonanz bezeichnete Erscheinung glaubten sie durch die Annahme erklären zu müssen, daß der Erreger keine bestimmte Schwingungsdauer besitze, sondern Wellen aller möglichen Längen aussende. Aus diesem Gewirre von Schwingungen greife dann der Resonator die eine, seiner Eigenschwingung entsprechende heraus. Es wäre wohl schwer zu begreifen gewesen, weshalb der Resonator nur eine Eigenschwingung besitzen sollte, wenn dies dem von ihm grundsätzlich nicht verschieden gebauten Erreger versagt wäre. In der Tat besteht denn auch, wie Hertz[2]), H. Poincaré[3]) und besonders eingehend V. Bjerknes[4]) gezeigt haben, kein Widerspruch zwischen der Erscheinung der multiplen Resonanz

---

[1]) Sarasin und de la Rive, Arch. des scienc. phys. et nat. **23**, 113 (1890) und **29**, 358, 441 (1893).

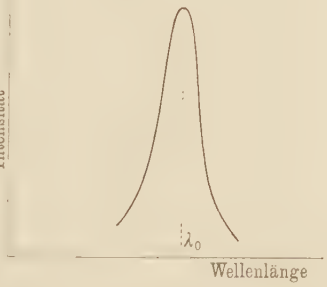
[2]) Hertz, Ges. Werke **2**, 18; — vgl. Poincaré, Electricité et optique **2**, 250. Paris 1891.

[3]) H. Poincaré, Electricité et optique **2**, 249. Paris 1891.

[4]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 92 (1891).

und der Theorie, wenn man bedenkt, daß der Erreger keine ungedämpfte Sinusschwingung, sondern eine durch Joulesche Wärme und Strahlung (S. 102) mehr oder weniger stark gedämpfte Schwingung ausführt. Denn jede gedämpfte Schwingung läßt sich, wie wir oben erwähnten (S. 56), nach dem Fourierschen Satze in eine unendlich große Zahl gleichzeitiger, einfacher, ungedämpfter Sinusschwingungen von verschiedenen Schwingungsweiten und Schwingungsdauern zerlegt denken. Die mathematische Ermittelung der Fourierschen Bestandteile erfordert langwierige Rechnungen; durch den Versuch aber wird diese Zerlegung mit Hilfe von Resonatoren verschiedener Größe verhältnismäßig leicht erreicht. Die von Sarasin und de la Rive beobachtete multiple Resonanz ist als notwendige Folge der Dämpfung der primären Schwingungen also wohl vorhanden: aber die einzelnen Schwingungen führen nicht unabhängig voneinander ein selbständiges Dasein als Eigenschwingungen des Primärkreises im Sinne von Sarasin und de la Rive. Die verhältnismäßige Stärke, mit der sie in der Strahlung des Erregers vorhanden sind, ist vielmehr nur durch die Größe der Dämpfung bedingt, die der Erreger besitzt; man kann also sehr wohl von einer bestimmten Eigenschwingungsdauer des Hertzschen Erregers reden: es ist dies jene, die er bei Fehlen jeder Dämpfung hätte und die mit der Schwingungsdauer der stärksten Resonanz (vgl. Abb. 66) zusammenfällt. Optisch gesprochen sendet also ein gewöhnlicher Hertzscher Erreger ein Spektrum aus, das nur aus einer einzigen Linie besteht, die aber infolge der Dämpfung nicht vollkommen scharf, sondern mehr oder weniger verbreitert ist[1]). Die „Helligkeit" dieser verbreiterten Linie ist für eine Schwingungsdauer am größten, die der Schwingungsdauer des ungedämpften Erregers gleich ist, und nimmt nach

Abb. 66.



[1]) Vgl. hierzu: v. Lommel, Wied. Ann. **3**, 251 (1877); G. Jaumann, ebenda **53**, 832 (1894); **54**, 178 (1895); R. W. Wood, Physical Optics, S. 648 ff. New York 1911.

der Seite der größeren und kleineren Wellenlängen (Abb. 66) rasch ab[1]).

Daß ein aus Kondensator und Schließungsdraht bestehender Erreger wirklich eine einheitliche gedämpfte Schwingung ausführt, ist für verhältnismäßig langsame Schwingungen durch die früheren Untersuchungen (S. 49 ff.) erwiesen. Für Hertzsche Erreger scheint, wie wir eben sahen, das gleiche Ergebnis schon aus der Betrachtung der Hertzschen Resonanzkurve (S. 87) zu folgen.

Gleichwohl wäre es möglich, den Erscheinungen der multiplen Resonanz von Sarasin und de la Rive eine andere Deutung zu geben. Sie müßten nämlich ebenso auftreten, wenn vom Erreger nicht ein wirklicher Wellenzug, sondern nur ein Anstoß („Impuls") ausginge, der, ähnlich wie etwa ein akustischer Knall, selbst kein Vorgang von zeitlich regelmäßiger Wiederkehr ist. Ein Resonator, der von dem vom Erreger unmittelbar stammenden und dem von einer Wand zurückgeworfenen „Knalle" getroffen und angeregt wird, wird an jenen Stellen des Raumes am stärksten ansprechen, wo der Zeitunterschied beider (und etwa noch weiterer) Anstöße mit seiner Eigenschwingungsdauer übereinstimmt. Mit Resonatoren verschiedener Eigenschwingung würden somit auch in diesem Falle in der Strahlung des Erregers Wellen verschiedener Länge gemessen werden. Dies gilt für den elektromagnetischen Fall ebenso wie für den akustischen[2]). Es würden daher die Versuche von Sarasin und de la Rive dem Wesen nach ebenso ausfallen, wenn der Hertzsche Erreger statt eines gedämpften Wellenzuges nur einen Impuls (einen „elektrischen Knall") aussenden würde. Geben somit die Resonatorversuche in den wirklichen Schwingungsverlauf im Hertzschen Erreger keinen vollkommen eindeutigen Einblick, so läßt sich der Schwingungsvorgang mit Hilfe eines von V. Bjerknes[3]) angewandten Verfahrens unmittelbar erkennen, das zugunsten des „Wellenzuges" entscheidet.

Der Arbeit liegt der Gedanke zugrunde, daß der an einer unendlich langen Drahtleitung (Abb. 67) fortschreitende Wellen-

---

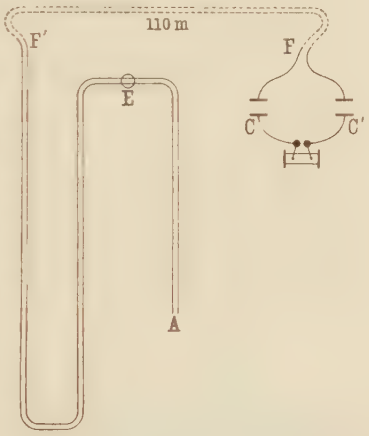
[1]) Über die Verschiedenheit der Schwingungsdauern, für welche die Schwingungsweite (Amplitude) und die Stärke (Intensität) ihren Höchstwert erreichen, vgl. M. Wien, Wied. Ann. **58**, 725 (1896).

[2]) Vgl. hierzu: R. W. Wood, Physical Optics, Chapt. XXIII, p. 648 ff., insb. p. 654. New York 1911.

[3]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 513 (1891).

zug den Verlauf der Schwingung im primären Kreise wiederspiegeln muß. Nun ist in Wirklichkeit weder eine unendlich lange Leitung herstellbar, noch läßt sich die fortschreitende Welle festhalten und untersuchen. Ist aber die Schwingung stark gedämpft, so daß etwa schon die zehnte Schwingung unmerklich wird, so besteht der ganze Wellenzug nur aus wenigen (10) Wellenlängen; wird dieser an einer Doppeldrahtleitung fortgeführt, die mindestens seiner Länge gleich oder größer als diese ist, so bilden sich (S. 90) vor jedem der Leitungsenden Interferenzerscheinungen des ankommenden und zurückgeworfenen Wellenzuges aus, die nicht übereinandergreifen. Die Verteilung der Stärke (etwa des elektrischen Zwanges) in dem Interferenzraum vor einem der Enden (pseudostehende Wellen) liefert nun, wie eine einfache Rechnung zeigt, ein getreues Bild der Form des fortschreitenden Wellenzuges, dessen Interferenz sie ihre Entstehung verdankt, und daher auch des Ablaufes der Schwingungen im primären Kreise. Es ist klar, daß zur Entscheidung der Frage bei der Untersuchung des Interferenzgebietes keine Vorrichtung geeignet wäre, die als Resonator wirkt, und bei deren Anwendung daher die Erscheinungen der multiplen Resonanz sich auch hier wieder ergeben müßten. Als ein solchen Einwänden nicht ausgesetztes Verfahren bot sich die Untersuchung mit Hilfe der von Hertz nachgewiesenen mechanischen Wirkungen elektrischer Wellen an Drähten dar (S. 92). Bjerknes bediente sich deshalb zur Messung eines an der Drahtleitung verschiebbaren Hertzschen Elektrometers, das nach dem Grundgedanken der Abb. 46 hergestellt war. Abb. 68 und Abb. 69 zeigen das Ergebnis der von Bjerknes nach diesem Verfahren angestellten Versuche und lassen unzweifelhaft erkennen, daß der Erreger, der Hertzschen Auffassung gemäß, wirklich gedämpfte Schwingungen ausführt und dementsprechend

Abb. 67.



gedämpfte Wellenzüge ausstrahlt. Die Abszissen der Abb. 68 und 69 entsprechen dem Abstande des Elektrometers E vom Leitungsende A (Abb. 67). Die Elektrometerausschläge sind als Ordinaten eingetragen. In Abb. 68 ist die Doppelleitung bei A metallisch geschlossen, in Abb. 69 ist die Leitung offen. Die benutzte Welle hatte eine Länge von 4,5 m, die Sekundärleitung eine solche von etwa 130 m.

Abb. 68.

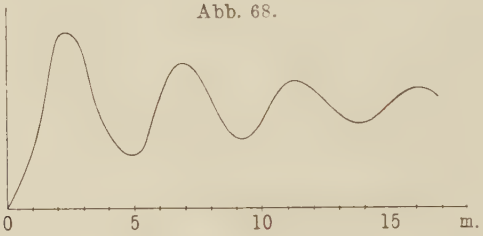
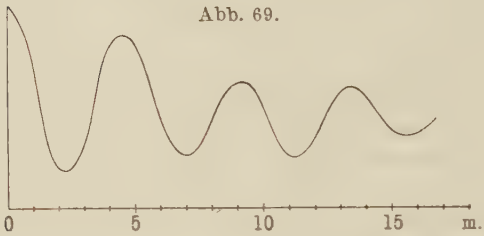


Abb. 69.



Ähnliche Schwierigkeiten der Deutung des Schwingungsvorganges wie für den Hertzschen Erreger bestehen für die Auffassung über die Natur des „weißen" Lichtes. Sind die Farben, die der Newtonsche Prismenversuch oder eines der übrigen Verfahren zur Erzeugung eines Spektrums erscheinen lassen, schon ursprünglich als selbständige Wellenvorgänge im weißen Lichte vorhanden und werden durch die Versuchsanordnung nur räumlich voneinander getrennt, oder werden sie erst durch sie hervorgerufen? Dies letztere wäre durchaus möglich, wenn das weiße Licht als Impuls betrachtet wird, durch den erst mit Hilfe des inneren Gefüges und Aufbaues der zur Herstellung des Spektrums verwendeten Hilfsmittel die Eigenschaften regelmäßiger räumlicher und zeitlicher Wiederkehr erzeugt werden, die für die „farbigen" Lichtstrahlen kennzeichnend sind. Ein näheres Ein-

gehen auf diesen Gegenstand würde in diesem Zusammenhange zu weit führen [1]). Eine Entscheidung durch den Versuch, wie dies für den Hertzschen Erreger möglich wäre, ist für das weiße Licht bisher nicht gefällt worden. Noch sei darauf verwiesen, daß dieselbe Frage auf dem Gebiete der Röntgenstrahlung für die sogenannte „Bremsstrahlung“ wiederkehrt. Diese gibt ein zusammenhängendes (kontinuierliches) Röntgenstrahlenspektrum, ähnlich wie das weiße Licht (nur sind natürlich die Wellenlängen von ganz anderer Größenordnung). Nach der Elektronentheorie entsteht die Bremsstrahlung (auch „weiße Röntgenstrahlung“ genannt) durch den elektrischen Impuls, der von den in der Antikathode gebremsten Kathodenstrahlelektronen hervorgerufen wird. Betrachtet man diese Auffassung als hinreichend gesicherten Ausgangspunkt für weitere Schlüsse, so liegt hier der Fall vor, daß ein Impuls zur Entstehung regelmäßiger Wellenzüge von verschiedener Wellenlänge Veranlassung gibt, wenn er auf ein Untersuchungsmittel von geeignetem Bau (hier den Kristall der Laueschen Anordnung) trifft. Doch ist es noch keineswegs sicher, ob diese einfache Deutung des Bremsstrahlenspektrums aufrecht gehalten werden kann, und ob es angesichts gewisser Unterschiede im Verlaufe der Spektren des weißen Lichtes und der Bremsstrahlung erlaubt ist, auf beide die Impulserklärung anzuwenden.

d) Die Strahlung gekoppelter Erreger.

Nachdem der Schwingungsvorgang im einfachen Hertzschen Erreger vollständig aufgeklärt war, lag es nahe, die Schwingungen von Versuchsanordnungen zu untersuchen, die sich in verschiedener Weise aus einfachen Hertzschen Erregern derart zusammensetzen lassen, daß die einzelnen Erreger ihre Freiheit verlieren und nur unter gegenseitiger Beeinflussung als Bestandteile einer höheren Einheit — des gekoppelten Erregers — zu schwingen vermögen [2]). In der weiteren Folge hat die Kenntnis dieser Erscheinungen für die Entwickelung der drahtlosen Telegraphie große Bedeutung gewonnen (S. 187 ff.).

---

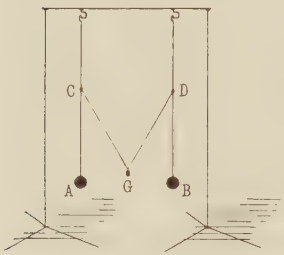
[1]) R. W. Wood, a. a. O ; M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **7**, 390 (1902).

[2]) v. Geitler, Wied. Ann. **55**, 513 (1895); **57**, 412 (1896); **66**, 999 (1898); G. Jaumann bei v. Geitler, a. a. O. **55** und Wien. Akad. **107** (IIa), 921 (1898); B. Galitzin, Petersb. Akad. (1895); A. Ober-

Gleichen Verhältnissen, wie auf elektrischem Gebiete, begegnet man in der Mechanik und Akustik, wenn zwei oder mehrere einer freien (gedämpften oder ungedämpften) Eigenschwingung fähige Gebilde so miteinander verbunden werden, daß sie dadurch ihre Selbständigkeit einbüßen und im gekoppelten Verbande Schwingungen vollführen [1]). Die mathematische Behandlung der elektrischen und der mechanischen Koppelungsschwingungen führt zu Gleichungen derselben Gestalt und daher zu den gleichen Ergebnissen. Nur diese mögen, soweit es der Gegenstand erfordert, mitgeteilt und an einzelnen Beispielen erläutert werden.

Am sinnfälligsten lassen sich die Erscheinungen bei Koppelungsschwingungen am Sellmeier-Oberbeckschen Pendel [2]) verfolgen: zwei Fadenpendel A und B (Abb. 70) seien an einem festen Gestelle aufgehängt. Die Schwingungsdauern der Pendel seien möglichst gleich gemacht, da im „Resonanzfalle“ die Erscheinungen am auffallendsten sind. Solange keine koppelnde Verbindung zwischen A und B besteht, vermag jedes der beiden Pendel seine (schwach gedämpfte) freie Eigenschwingung auszuführen. Werden die Fäden nun durch einen bei G beschwerten Faden oder eine elastische Schnur (Spiralfeder) zwischen CD miteinander „gekoppelt“ und eines der Pendel (A) in Schwingung versetzt, so sieht man, daß das andere Pendel (B) allmählich in immer stärkere Schwingungen gerät, während gleichzeitig die Schwingungsweite von A abnimmt. Wenn A zur Ruhe gelangt ist, so ist die ganze, ursprünglich von A innegehabte Energie auf B hinübergewandert. Würde also in diesem Augenblick die

Abb. 70.



beck, Wied. Ann. **55**, 623 (1895); Koláček und Domalip, Wied. Ann. **57**, 731 (1896); M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151 (1897); Ann. d. Phys. **8**, 686 (1902); A. Garbasso, Acc. R. di Torino (2) **53**, 127 (1903); A. Garbasso, Vorlesungen über theor. Spektroskopie (Leipzig, J. A. Barth, 1906); P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512 (1904) u. A.

[1]) Lord Rayleigh, Theorie des Schalles, übers. von F. Neesen, **1**, 4. Kap. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1880.

[2]) W. Sellmeier, Pogg. Ann. **145**, 539 (1872); A. Oberbeck, Wied. Ann. **34**, 1041 (1888).

Koppelung zwischen A und B beseitigt, so würde B mit seiner (schwach gedämpften) freien Eigenschwingung allein weiterpendeln (S. 188, Stoßerregung). Bleibt die Koppelung jedoch bestehen, so wiederholt sich das Spiel in umgekehrter Richtung, indem B allmählich in Ruhe kommt und die Energie nach A zurückwandert, worauf der Vorgang sich in der beschriebenen Weise fortsetzt. Jedes der beiden Pendel macht somit eine Bewegung, wie sie durch die Schwebungskurve (S. 57) dargestellt ist, woraus nach dem dort Gesagten geschlossen werden muß, daß jeder der beiden Bestandteile der gekoppelten Anordnung nicht mehr seine Eigenschwingung, sondern gleichzeitig zwei Schwingungen — die

Abb. 71.

Abb. 72.

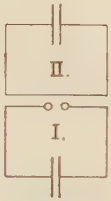


Abb. 73.

Koppelungsschwingungen — vollführt. Andere mechanische Beispiele sind die Schwingungen von Glocke und Klöppel, die Zungenpfeifen [Zunge und Luftsäule][1]), zwei auf demselben Monochord ausgespannte Saiten[2]) u. a. m.

Das elektromagnetische Gegenstück hierzu liefern die in Abb. 71 bis 73 dargestellten Zusammenstellungen je zweier Hertzscher Erreger. Es ist auf den ersten Blick ersichtlich, daß die einzelnen Erreger nicht unabhängig voneinander schwingen können: stehen doch die Teilkreise I und II in Abb. 71 durch die elektrischen Kraftröhren zwischen ihren Kondensatorplatten (Influenz), in Abb. 72 und 73 durch die gemeinsamen magnetischen Kraftringe (Induktion) in inniger Wechselwirkung, sie sind elektrisch, magnetisch und galvanisch miteinander gekoppelt. Abb. 75 stellt das Ergebnis eines Versuches dar, bei dem die Strahlung der gekoppelten Erreger ACA' und $BC'B'$ mit Hilfe

[1]) H. Vogel, Ann. d. Phys. (4) **62**, 247 (1920); H. Vogel und M. Wien, ebenda, S. 649.

[2]) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151 (1897).

der Anordnung Abb. 74 beobachtet wurde. Der gekoppelte Erreger wurde mittels der Funkenstrecke F in Betrieb gesetzt, RR' ist ein Kupferdrahtresonator, der sich in genügender Entfernung vom Erreger befand, E ein kleines Hertz-Bjerknessches Elektrometer[1]). Die bei der Verschiebung des Drahtes D längs RR' erzielten Elektrometerausschläge sind in Abb. 75 als Ordinaten, die entsprechenden Wellenlängen (etwa gleich der vierfachen Entfernung DE) als Abszissen eingetragen. Der in Abb. 74 dargestellte Erreger besitzt demnach zwei Grundschwingungen. Abb. 76 zeigt eine oszillographische Aufnahme des Primär- und Sekundärkreises eines größeren gekoppelten Erregers. Das Hinüber- und Herüberwandern der Energie und die Schwebungen in den beiden Teilen des Erregers zeigen denselben Verlauf wie beim Sellmeier-Oberbeckschen Pendel.

Abb. 74.

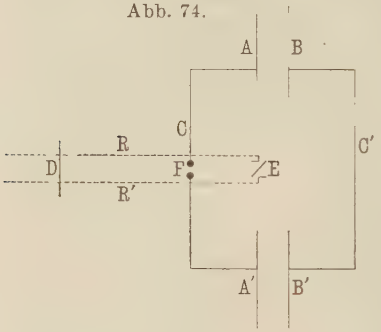
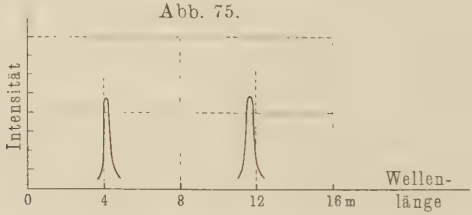


Abb. 75.



Diese Versuchsergebnisse an mechanischen und elektrischen gekoppelten Erregern stehen in vollkommenem Einklang mit der Theorie, die M. Wien[2]) auf gedämpfte Erreger in umfassender Weise ausgedehnt und für den besonders in der drahtlosen Telegraphie wichtigen Fall zweier gekoppelter Erreger bis in die Einzel-

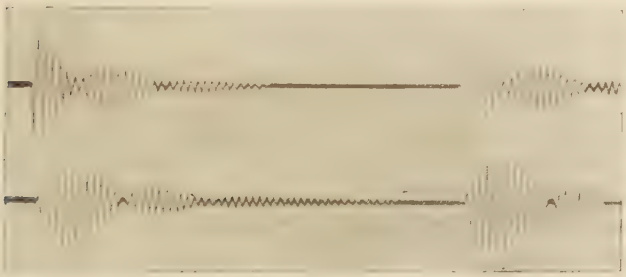
[1]) v. Geitler, a. a. O. **66**.

[2]) M. Wien, a. a. O. **61**; vgl. B. Macků, Jahrb. d. drahtl. Tel. **2**, 251 (1908); **3**, 329, 580 (1909); **4**, 188 (1910); **9**, 490 (1915); **10**, 105 (1916).

heiten verfolgt hat. Auch hat er, als Seitenstücke zu den entsprechenden elektrischen, eine Reihe einfacher mechanischer Versuchsanordnungen angegeben, die den Einfluß der Dämpfung auf den Verlauf der gekoppelten Schwingungen leicht zu beobachten erlauben.

Ein aus n (in den angeführten Fällen $n = 2$) gedämpften oder ungedämpften Einzelerregern bestehender gekoppelter Erreger besitzt n gedämpfte oder ungedämpfte Eigenschwingungen, deren Schwingungsdauern untereinander und von den n im gekoppelten Verbande nicht auftretenden freien Schwingungsdauern seiner Bestandteile verschieden sind; letzteres ist in um so

Abb. 76.



stärkerem Maße der Fall, je enger die Einzelerreger miteinander gekoppelt sind. Dies gilt auch dann, wenn einzelne oder alle Einzelerreger untereinander ganz gleich gebaut und vollständig symmetrisch angeordnet sind[1]). Jeder der n Bestandteile vollführt eine zusammengesetzte Schwingung, in der die n Eigenschwingungen des gekoppelten Erregers in einem für die verschiedenen Teilerreger im allgemeinen verschiedenen Stärkeverhältnis enthalten sind.

Aus dem Vorstehenden geht hervor, daß die Strahlung eines gekoppelten Erregers ein Linienspektrum liefert, das aus n infolge der Dämpfung verbreiterten Linien besteht. Man könnte geneigt sein, darin eine Nachbildung der optischen Linienspektren zu erblicken, um so mehr, als es auch möglich ist, Liniengruppen,

[1]) v. Geitler, a. a. O. 57, 66.

die in optischen Spektren vorkommen, z. B. Dubletts (Doppellinien) mit gekoppelten Erregern nachzuahmen. Doch ist es auf diesem Wege nicht gelungen, die Gesetzmäßigkeiten im Aufbau der Linienspektren im allgemeinen, geschweige denn deren „Feinstruktur" im einzelnen wiederzugeben, worauf schon auf S. 116 aufmerksam gemacht worden ist.

In leicht verständlichem Vergleiche entspricht die Strahlung des einfachen Hertzschen Erregers akustisch einem reinen Grundton, die eines gekoppelten Erregers einem je nach den Umständen wohl- oder mißklingenden Akkord. Bei akustischen Instrumenten pflegt sich unter geeigneten Versuchsbedingungen über die Grundschwingung eine Reihe (harmonischer oder unharmonischer) Oberschwingungen zu lagern. Der Grundton wird also von einer Anzahl von Obertönen begleitet, deren Zahl und verhältnismäßige Stärke den verschiedenen Instrumenten bekanntlich ihre kennzeichnende Klangfarbe verleiht. Mit Hilfe Helmholtzscher Resonatoren lassen sich die Obertöne aus dem Klange herauslösen. In ähnlicher Weise besitzt auch jeder elektromagnetische Erreger, wenn der Ausdruck erlaubt ist, seine elektromagnetische Klangfarbe. Je nach der Gestalt des Erregers und der Art der Erregung kann er neben seiner Grundschwingung (oder seinen Grundschwingungen) eine größere oder geringere Zahl von stärkeren oder schwächeren Oberschwingungen ausführen, die im Spektrum der Strahlung durch geeignete Mittel nachgewiesen werden können. Dies geschah mit Hilfe der Lecherschen Drahtanordnung (S. 93), nach hier nicht näher zu beschreibenden Verfahren, z. B. durch Cohn und Heerwagen [1]), P. Drude [2]), D. Mazzotto [3]), M. Lamotte [4]) u. a. Einwandfrei erscheint aber hier die Verwendung von Resonatoren bei der Zerlegung des „elektromagnetischen Klanges" [5]). Dieses Hilfsmittels bediente sich dann auch Kiebitz [6]), dem es gelang, bei einem stabförmigen Hertzschen Erreger die ersten acht ungeradzahligen Oberschwingungen in Übereinstimmung mit der von M. Abra-

[1]) Cohn und Heerwagen, Wied. Ann. **43**, 343 (1891).
[2]) Drude, vgl. z. B. Arch. de Genève (4), **3**, 464 (1897).
[3]) Mazzotto, Acc. R. di Torino **28** (1893) ff.
[4]) Lamotte, Wied. Ann. **65**, 92 (1898).
[5]) v. Geitler, a. a. O.
[6]) Kiebitz, Ann. d. Phys. **5**, 872 (1901).

ham[1]) für diesen Fall gegebenen Theorie nachzuweisen. An langsamen Schwingungen (Wechselströmen) hat K. W. Wagner[2]) mit Hilfe seines sinnreichen Verfahrens der „Siebketten" die Oberschwingungen bis zur 32. oszillographisch nachgewiesen. In der drahtlosen Telegraphie haben sich, besonders seit der großen Steigerung der Empfindlichkeit der Empfangsvorrichtungen (S. 164, 213), die Oberschwingungen der Sender als störende Fehlerquellen bemerkbar gemacht[3]), deren Beseitigung zu einer wichtigen Aufgabe geworden ist[4]).

e) Nachahmung optischer Versuche mit Hertzschen Wellen.

Es ist einer größeren Zahl von Forschern gelungen, nahezu alle wichtigeren optischen Versuche mit Hilfe elektrischer Wellen nachzuahmen. Hertz selbst war darin vorangegangen (S. 98 ff.).

1. Brechung, Interferenz, Polarisation, Doppelbrechung, Beugung.

Die Brechung und Vereinigung der elektrischen Strahlen durch große Linsen zeigten O. Lodge und Howard[5]). Interferenzerscheinungen mit einer dem Fresnelschen Spiegelverfahren entsprechenden Anordnung haben L. Boltzmann[6]), später auch I. Klemenčić und P. Czermak[7]) und L. Zehnder[8]) untersucht. Durch Beobachtung der Zurückwerfung von elektromagnetischen Strahlen an Schwefelplatten unter verschiedenen Einfallswinkeln und bei verschiedener Lage der elektrischen Schwingungsrichtung des Strahles gegen die Einfallsebene zeigte I. Klemenčić[9]), daß

---

[1]) M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435 (1898).
[2]) K. W. Wagner, Arch. f. Elektrotechnik **8** (1919), 2. u. 3. Heft, Sonderabdr. S. 82 ff.
[3]) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Tel. **14**, 446 (1919).
[4]) A. Meissner und K. W. Wagner, ebenda **15**, 200, 392 (1920).
[5]) Lodge und Howard, Phil. Mag. **27**, 48 (1889).
[6]) L. Boltzmann, Wied. Ann. **40**, 399 (1890).
[7]) Klemenčić und Czermak, Wien. Akad. **101**, 935 (1892).
[8]) L. Zehnder, Wied. Ann. **49**, 549 (1893).
[9]) Klemenčić, Wien. Akad. **100**, 109.

die elektrischen Schwingungen des Strahles senkrecht zur Polarisationsebene erfolgen (S. 73, 78) und daß der Polarisationswinkel für elektrische und optische Strahlen bei Schwefel derselbe und gleich 63° ist.

Wie schon Hertz (S. 107, 108) gezeigt hatte, spricht sein geradliniger Empfänger nur auf Strahlen an, deren elektrische Schwingungen der Längsrichtung des Empfängers parallel sind. Er eignet sich daher, um die Strahlrichtung als Achse gedreht, als Analysator des Polarisationszustandes elektromagnetischer Strahlen. L. Zehnder[1]) erzeugte nun durch Zurückwerfung des geradlinig polarisierten Hertzschen Strahles (S. 107) an zwei in veränderlicher Entfernung hintereinander angeordneten Hertzschen Gittern mit senkrecht gekreuzten, gegen die elektrischen Schwingungen des Strahles unter 45° geneigten Drahtrichtungen kreisförmig und elliptisch polarisierte elektromagnetische Strahlen, durch Interferenz der an den beiden Gittern zurückgeworfenen, senkrecht zueinander geradlinig polarisierten Teilschwingungen von entsprechendem Gangunterschiede (0 bis λ). Die Untersuchung des Strahles geschah in der eben angedeuteten Weise mit Hilfe des geradlinigen Hertzschen Empfängers.

In derselben Art wies A. Righi[2]) kreisförmige und elliptische Polarisation elektrischer Strahlen beim Durchgang durch parallel zur Faser geschnittene Tannenholzplatten, und daher die Doppelbrechung des Holzes für elektrische Strahlen nach. Er fand dabei die dem optischen Verhalten des Turmalins entsprechende Erscheinung, daß das Auslöschungs(Extinktions-)vermögen des Holzes für elektrische Strahlen verschieden ist, je nachdem ihre elektrischen Schwingungen parallel oder senkrecht zur Faser erfolgen. Die Doppelbrechung des Holzes untersuchte auch K. Mack[3]), während die Doppelbrechung elektromagnetischer Strahlen in Kristallen von A. Garbasso[4]), P. Lebedew[5]) und J. C. Bose[6]) beobachtet wurde, welch letzterer u. a. auch zeigte, daß geradlinig polarisierte Strahlen beim Durchgange durch ein Bündel gedrillter

[1]) Zehnder, Wied. Ann. **53**, 505 (1894).
[2]) Righi, Mem. R. Acc. di Bologna (5) **4**, 387 (1894).
[3]) K. Mack, Wied. Ann. **54**, 342 (1895).
[4]) A. Garbasso, Atti d. R. Acc. di Torino **30** (1895).
[5]) P. Lebedew, Wied. Ann. **56** 1 (1895).
[6]) J. C. Bose, Naturw. Rundschau 1896, S. 191.

Jutefasern, ähnlich wie geradlinig polarisiertes Licht in einem Quarzkristall oder in einer Zuckerlösung, eine Drehung der Polarisationsebene erleiden[1]). Durch passende gitterförmige Schichtung von Bestandteilen (Backsteinen), deren jeder für sich ein nach allen Richtungen hin gleiches Verhalten (Isotropie) zeigt, stellte F. Braun[2]) auf künstlichem Wege für Hertzsche Wellen doppelbrechende Gebilde her.

Das Vorhandensein von Beugung konnte schon Hertz aus der unscharfen Begrenzung der elektrischen Strahlen erschließen (S. 104, Anm.). Mit den in der Optik gebräuchlichen Mitteln (Durchgang der Strahlen durch Spalten und Gitter) wurde diese Klasse von Erscheinungen u. a. von Righi, Lebedew, J. C. Bose und Lampa untersucht. Ausgedehnte theoretische Betrachtungen und Versuche über die Beugung elektrischer Wellen an metallischen und dielektrischen Hindernissen (Zylindern), stammen von Cl. Schaefer[3]), P. Debye[4]) und manchen anderen Forschern[5]).

2. Zerstreuung, Verschluckung (Dispersion, Absorption).

Die optischen Strahlen[6]) zeigen bei ihrer Ausbreitung im stofferfüllten Raume meist ein von ihrer Schwingungsdauer (Farbe) abhängiges Verhalten: so z. B. hinsichtlich ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit (und daher des Brechungsexponenten, S. 75), des Grades ihrer Verschluckung (Absorption) und Auslöschung (Extinktion), der Drehung ihrer Polarisationsebene. Diese Abhängigkeit der verschiedenen Eigenschaften von der Farbe bezeichnet man als deren Dispersion oder Farbenzerstreuung in dem betreffenden Stoffe. Zur Erklärung dieser Erscheinungen, von denen die prismatische Farbenzerstreuung des Brechungsexponenten wohl die bekannteste ist, macht man die schon S. 106, 116 erwähnte Annahme, daß gegenüber den hier in Betracht kommenden kleinen

[1]) Vgl. K. F. Lindman, Ann. d. Phys. (4) **63**, 621 (1920).

[2]) F. Braun, Phys. Zeitschr. **5**, 199—203 (1904).

[3]) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. **23**, 163 (1907); Berl. Akad. (1909) 326 und a. a. O.

[4]) P. Debye, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 741 (1908).

[5]) Vgl. zusammenfassende Darstellung von H. Spohn, Phys. Zeitschrift **21**, 444 und Fortsetzungen (1920).

[6]) d. h. Wärme-, Licht- und ultravioletten Strahlen.

Schwingungsdauern die Stoffe nicht mehr als einheitlich und gefügelos betrachtet werden können.

Hier führt eine von W. Sellmeier[1]) auf den Grundvorstellungen der elastischen Lichttheorie aufgebaute, dann von H. Helmholtz[2]) und E. Ketteler[3]) weiter entwickelte, sowie von F. Koláček[4]), H. v. Helmholtz[5]) und vielen anderen Forschern[6]) auf elektromagnetische Grundlage gestellte Lehre von der Farbenzerstreuung zu Formeln, die den beobachteten Tatsachen in weitem Umfange gerecht werden. Dieser Gegenstand soll wegen seiner grundlegenden Bedeutung nun etwas eingehender besprochen werden. Das Gemeinsame dieser Theorien liegt in der Annahme, daß die Erscheinung der Farbenzerstreuung ihren Grund habe in dem Aufbau des betreffenden Stoffes aus einer oder mehreren Arten von Gebilden, die bestimmter Eigenschwingungen fähig sind und daher als Resonatoren für die auffallenden Schwingungen wirken können. Die elektromagnetischen Theorien denken dabei entweder an eingebettete elektrisch leitende Teilchen, die nach Art eines Hertzschen Resonators durch die eingestrahlten Wellen in Mitschwingung versetzt werden (Koláček), oder an die von den wechselnden elektrischen Kräften des einfallenden Lichtes hervorgerufenen Schwingungen der entgegengesetzt geladenen Molekulbestandteile (Helmholtz).

Auch ohne Rechnung lassen sich aus den mitgeteilten Grundannahmen gewisse, für den vorliegenden Zweck genügende Folgerungen, wenn auch nicht zahlenmäßig, so doch dem Wesen nach unmittelbar gewinnen. Man kann sich leicht vorstellen, daß die Resonatoren [deren Dämpfung dabei ebenfalls eine Rolle spielt] aus einem auf sie einfallenden Gemisch von Wellen verschiedener Schwingungsdauer (Farbe) gerade von jenen einen besonders starken Anteil zurückwerfen, den eindringenden (ver-

[1]) W. Sellmeier, Pogg. Ann. **143**, 272 (1871); **145**, 399, 520; **147**, 386, 525 (1872).

[2]) H. Helmholtz, ebenda **154**, 582 (1875); Ges. Werke **2**, 213.

[3]) Zusammenfassend in E. Ketteler, Theoretische Optik, gegründet auf das Bessel-Sellmeiersche Prinzip. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1885.

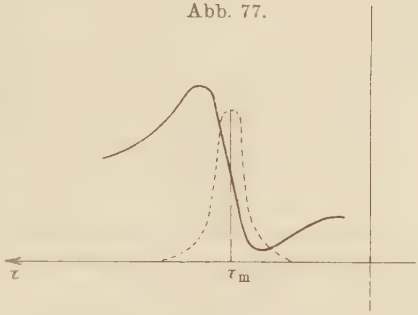
[4]) F. Koláček, Wied. Ann. **33**, 224, 429 (1887): **34**, 673 (1888).

[5]) H. v. Helmholtz, Berl. Akad. 1892; Ges. Werke **3**, 505.

[6]) Literatur, z. B. in Winkelmann, Handbuch, 2. Aufl., **6**, 1319ff., in der Bearbeitung von P. Drude.

schluckten) Teil aber besonders kräftig in andere Energieformen (z. B. Wärme) verwandeln (auslöschen), mit denen sie hinsichtlich der Schwingungsdauer mehr oder weniger vollkommen übereinstimmen (Resonanz). Es ist daher bei solchen Stoffen sowohl auswählende Zurückwerfung, als auch auswählende Verschluckung und Auslöschung für das, den Eigenschwingungen des betreffenden Stoffes benachbarte Bereich von Schwingungsdauern zu erwarten [1]). Auch wird man sich nicht wundern, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und daher der Brechungsexponent (S. 75) dieser Schwingungen von den auf sie mehr oder weniger abgestimmten Resonatoren in auffallender Weise beeinflußt wird, so daß es oft zu einer völligen Verwerfung der gewohnten prismatischen Farbenfolge (S. 111) kommt, wie dies etwa aus Abb. 77 entnommen werden kann.

Abb. 77.



Als Abszissen sind (von rechts nach links steigend) die Schwingungsdauern, als Ordinaten die Stärke der Auslöschung (gestrichelt) und der Wert des Brechungsexponenten (ausgezogen) aufgetragen, wobei τ_m die Stelle stärkster auswählender Auslöschung bedeutet. Die Auslöschung nimmt, wie man sieht, von τ_m nach der Seite der kürzeren und längeren Schwingungsdauern rasch ab, das sogenannte „Absorptionsspektrum“ des betreffenden Stoffes [2]) hat also an dieser Stelle ein schmales „dunkles“ Band. Nähert man sich der Stelle von kürzeren Schwingungsdauern her (von rechts), so nimmt der Brechungsexponent (die Schwingungsdauer) stark bis zu einem $\frac{\text{kleinsten}}{\text{größten}}$ Werte $\frac{\text{ab}}{\text{zu}}$, um im ausgezeichneten Gebiete sehr steil zu

[1]) Ein wichtiges elektromagnetisches Beispiel hierfür bietet das Verhalten elektrischer Wellen in sogenannten Kettenleitern [vgl. K. W. Wagner, Arch. f. Elektrot. 8, 61 (1919)].

[2]) Es wäre besser, von einem „Extinktions- oder Auslöschungsspektrum“ zu sprechen. Durch den geschichtlichen Werdegang hat sich auf diesem Gebiete eine oft nicht ganz zutreffende Namengebung ausgebildet.

einem $\begin{matrix}\text{größten}\\ \text{kleinsten}\end{matrix}$-Werte $\begin{matrix}\text{zu}\\ \text{ab}\end{matrix}$zunehmen und dann gegen größere τ hin erst rasch, dann langsamer zu $\begin{matrix}\text{fallen}\\ \text{steigen}\end{matrix}$, so daß sich die Resonanzstelle weit über ihr eigenes Gebiet hinaus in dem Sinne fühlbar macht, daß kürzeren Schwingungsdauern größere Brechungsexponenten (also kleinere Fortpflanzungsgeschwindigkeiten) entsprechen. Da die Resonanzstellen der meisten „durchsichtigen" Stoffe, für die die Dispersion seit Newtons Entdeckung der prismatischen Farbenzerstreuung untersucht wurde, jenseits der Grenzen des sichtbaren Spektrums im Gebiete der ultraroten und ultravioletten Schwingungen liegen, so war lange Zeit hindurch nur der Gang der Dispersion im Gebiete des sichtbaren Spektrums bekannt, wo der Brechungsexponent von den längeren zu den kürzeren τ (von Rot gegen Violett) hin wächst. Man betrachtete daher diese Art der Dispersion als die regelmäßige oder normale. Wir haben aber gesehen, daß sie nur als die Auswirkung und Begleiterscheinung jener Verhältnisse angesehen werden kann, die in den Resonanzgebieten die anomale Dispersion bedingen. Als diese zuerst von Le Roux (1862) am Joddampf, von Christiansen [1]) und Kundt [2]) an gewissen Farbstoffen im Gebiete der sichtbaren Strahlung entdeckt wurde, ward sie als Abweichung von der Regel empfunden und als „anomal" bezeichnet. Erst die von Sellmeier schon früher entwickelte, aber erst nach Erscheinen der Arbeiten von Christiansen und Kundt veröffentlichte Theorie hat die Erkenntnis gebracht, daß es für jeden Stoff, der überhaupt Dispersion zeigt, wenigstens ein Gebiet von Schwingungsdauern geben muß, für das auswählende Auslöschung und „anomale" Dispersion auftritt. Auf die ausgedehnten Untersuchungen von A. Pflüger [3]), R. W. Wood [4]) und vielen anderen an festen Stoffen mit „Oberflächenfarben", sowie über das optische Verhalten von Gasen und Dämpfen im Gebiete ihrer Eigenschwingungen kann in diesem Zusammenhange nur hingewiesen werden.

[1]) C. Christiansen, Pogg. Ann. **141**, 479 (1870).
[2]) A. Kundt, Pogg. Ann. **142**, 163 (1871).
[3]) A. Pflüger, Wied. Ann. **56**, 412 (1895); **65**, 173 (1898).
[4]) R. W. Wood, Physical Optics. New York, Macmillan Company, 1911.

Mit Hilfe der auswählenden Zurückwerfung in den Resonanzgebieten einerseits [1]) und durch Ausnutzung der in diesen Gebieten besonders hohen Werte der Brechungsexponenten andererseits [2]), gelang es H. Rubens im Vereine mit einer Reihe von Mitarbeitern jene längsten bisher bekannten ultraroten Strahlen aufzufinden, von denen (S. 113) die Rede war. Bei etwa drei- bis viermaliger Spiegelung der Strahlung eines Auerbrenners an ebenen Platten aus jeweils einem und demselben Stoffe (z. B. Steinsalz, Sylvin und vielen anderen) bleiben wegen ihrer, den übrigen Bestandteilen der Strahlung gegenüber bevorzugten Zurückwerfung, die dem Resonanzgebiete des betreffenden Stoffes entsprechenden Schwingungen im zurückgeworfenen Teile schließlich so gut wie allein übrig (Reststrahlen). Ihre Wellenlänge kann nach verschiedenen, hier nicht näher zu besprechenden Verfahren gemessen werden. Die Kenntnis der Schwingungsdauern der den Stoffen zukommenden Eigenschwingungen, die sich hieraus unmittelbar ergeben, hat für die Theorie des „festen Körpers" große Bedeutung [3]).

Nach dem an zweiter Stelle erwähnten Verfahren [2]) (das von P. Lenard [4]) bei Versuchen mit ultravioletter Strahlung zu anderen Zwecken schon früher angewendet worden war) wird die Tatsache benutzt, daß der Brechungsexponent des Quarzes im Gebiete sehr langwelliger ultraroter Strahlen ($\lambda = 0{,}056$ mm) um sehr viel größer ($= 2{,}18$) ist [5]), als im ultravioletten ($= 1{,}56$) und sichtbaren Spektralgebiet. Die in Quarz besonders stark brechbaren langwelligen Bestandteile der Strahlung einer Quarzquecksilberdampflampe können daher mit Quarzlinsen dadurch abgetrennt werden, daß ihr Brennpunkt viel näher an der Linse liegt, als der der übrigen Strahlung, die sich durch passend angebrachte Blenden leicht abschirmen läßt. Die Messung der Wellenlänge in Luft für die so abgetrennte Strahlung ergab den (S. 114) mitgeteilten Wert von etwa $^1/_3$ mm.

---

[1]) H. Rubens und E. F. Nichols, Wied. Ann. **60**, 418 (1897).

[2]) H. Rubens und R. W. Wood, Berl. Akad. 1910, S. 1122; H. Rubens und O. v. Baeyer, ebenda 1911, S. 339.

[3]) Zusammenfassende Darstellung und Literaturangaben, z. B. E. Schrödinger, Phys. Zeitschr. **20**, 420, 450, 474, 497, 523 (1919).

[4]) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **1**, 493 (1900).

[5]) H. Rubens und Aschkinass, Wied. Ann. **67**, 459 (1899).

Die Erscheinung der auswählenden Auslöschung konnte A. Garbasso[1]) mit Hertzschen Strahlen nachahmen, indem er in deren Gang Anordnungen von Resonatoren brachte, die auf die Schwingung des Senders abgestimmt waren. In diesem Falle erloschen die Funken im Empfängerspiegel, was nicht der Fall war, wenn Resonatoren von anderer Schwingungsdauer in den Strahlenweg eingefügt wurden. A. Garbasso und E. Aschkinass[2]) gelang es dann auch mit Hilfe prismatisch angeordneter Resonatoren (Blattzinnstreifengruppen auf passend zusammengestellten Glasplatten), die Dispersion des Brechungsexponenten Hertzscher Strahlen von verschiedener Schwingungsdauer nachzuweisen.

Außer und neben dem auf Resonanz zurückführbaren auswählenden Verhalten ist in jenen Stoffen, die keine vollkommenen Nichtleiter sind, für alle Schwingungsdauern die schon früher erwähnte (S. 68) Auslöschung infolge elektrischer Leitfähigkeit vorhanden, wovon an einer späteren Stelle nochmals die Rede sein wird (S. 174).

Der einschneidende Einfluß, den die Resonanzstellen der Stoffe auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und daher auf den Brechungsexponenten der elektromagnetischen Wellen ausüben, macht es verständlich, daß die mit Hilfe Hertzscher Schwingungen oder elektrostatisch bestimmte Dielektrizitätskonstante die Maxwellsche Beziehung (S. 76) in vielen Fällen nicht erfüllt, wenn sie mit dem im Gebiete der Dispersion optisch gemessenen Brechungsexponenten verglichen wird. Dagegen darf man erwarten, daß sich die Maxwellsche Beziehung dann bestätigt findet, wenn der Brechungsexponent von solchen Wellen zum Vergleich herangezogen wird, deren Schwingungsdauern weit jenseits der Resonanzstelle der untersuchten Stoffe liegen. Die Versuche von H. Rubens[3]) mit der langwelligen Strahlung der Quarzquecksilberdampflampe (S. 139) an 35 festen Stoffen, deren Dielektrizitätskonstante für Hertzsche Wellen ebenfalls gemessen wurde, haben in der Tat die Maxwellsche Beziehung in allen Fällen mit hinreichender Genauigkeit bestätigt. Die Bestimmung des Brechungsexponenten erfolgte hierbei durch Messung des Zurück-

[1]) A. Garbasso, Atti Acc. di Torino **28** (1893), auch Journ. de Phys. (1893).

[2]) A. Garbasso und E. Aschkinass, Wied. Ann. **53**, 534 (1894).

[3]) H. Rubens, Berl. Akad., S. 61 (1917).

werfungsvermögens (das mit dem Brechungsexponenten durch die Fresnelschen Formeln in einfacher Weise verknüpft ist), da das Prismenverfahren für die langen Wellen schlecht geeignet erscheint.

Gegen jede Erwartung zeigen manche Stoffe auch im Gebiete der Hertzschen Wellen anomale Dispersion des Brechungsvermögens und der Auslöschung. L. Graetz und L. Fomm [1]) hatten über ein solches anomales Verhalten des Jodbleis, Brombleis und des Berylls berichtet. Ausgedehnte Untersuchungen mit elektrischen Drahtwellen sehr verschiedener Schwingungsdauern führten dann P. Drude [2]) bei einer großen Zahl von Flüssigkeiten (Wasser. Alkohole) zum Nachweise anomalen Verhaltens des Brechungsexponenten und des Auslöschungsvermögens. Resonanzfähige Gebilde von so großen Schwingungsdauern im Aufbau dieser Stoffe als Ursache der Erscheinung anzunehmen, war eine fast unvollziehbare Vorstellung. Die lange Zeit rätselhaft gebliebene, aber durch vielfache Untersuchungen bestätigte Tatsache fand erst durch eine von P. Debye [3]) gegebene Deutung ohne Zuhilfenahme resonanzfähiger Gebilde eine befriedigende Aufklärung. Debye nimmt an, daß ein erheblicher Beitrag zur Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeiten dadurch geliefert wird, daß ihre Moleküle (oder Gruppen von solchen) elektrische Dipole bilden und unter dem Einflusse elektrischer Kräfte mit den Dipolachsen in die Kraftrichtung gedreht werden. Zu dieser Drehung ist eine, wenn auch kleine, so doch endliche Zeit erforderlich, die, wie Debye aus einleuchtenden Annahmen berechnet, so groß ist, daß erst im Bereiche der Hertzschen Schwingungsdauern, nicht aber schon im optischen Gebiete, der volle Wert der Dielektrizitätskonstanten erreicht wird. Diese Theorie, die ihrer Natur nach nur für Flüssigkeiten Geltung haben kann, wurde von F. Eckert [4]) und H. Rubens [5]) an der Erfahrung geprüft. Eckert verwendete elektrische Strahlen von 88, 57, 37 und 17,5 mm Wellenlänge, Rubens lange Wärmewellen. In beiden Fällen wur-

[1]) L. Graetz und L. Fomm, Münch. Akad., S. 189 (1894); Wied. Ann. **54**, 626 (1895).

[2]) P. Drude, Wied. Ann. **58**, 1 (1896).

[3]) P. Debye, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 777 (1913).

[4]) F. Eckert, ebenda, S. 307 (1913): vgl. auch wegen älterer Literatur.

[5]) H. Rubens, ebenda **17**, 315 (1915).

den die Brechungsexponenten durch Messung des Zurückwerfungsvermögens (vgl. oben) der untersuchten Stoffe ermittelt. Die Versuche bestätigten die Theorie von Debye, auch zahlenmäßig, in sehr befriedigender Weise. Insbesondere fand Rubens, daß es zwei Gruppen von Flüssigkeiten gibt: die eine (wie Benzol, Xylol, Schwefelkohlenstoff) erfüllt die Maxwellsche Beziehung schon bei verhältnismäßig kurzen Wellen des ultraroten Spektrums, und ihr Brechungsexponent steigt daher (wie dies auch bei allen untersuchten festen Stoffen der Fall ist) mit wachsender Schwingungsdauer nicht weiter an; bei der anderen Gruppe (wie Wasser, Glycerin, Alkohole) zeigt sich ein stetiges Wachsen des Brechungsexponenten mit steigender Wellenlänge, und auch für die längsten Wellen der Quecksilberdampflampe ist bei dieser Gruppe der Maxwellsche Wert noch nicht erreicht. Bei diesen Stoffen ist also eine anomale Stelle im Hertzschen Spektrum zu erwarten, die auch in den meisten Fällen tatsächlich beobachtet werden konnte. Aus dem Verhalten der untersuchten festen Stoffe, die, wie erwähnt, alle in die erste Gruppe fallen, schließt Rubens, daß anomale Dispersion im Bereiche Hertzscher Wellen, in Übereinstimmung mit der Theorie von Debye, bei festen Stoffen überhaupt nie stattfindet, so daß die gegenteiligen Versuchsergebnisse einiger Beobachter auf Versuchsfehler zurückzuführen wären.

f) Optische Gegenstücke zu Versuchen mit Hertzschen Wellen.

Von optischer Seite her haben zuerst H. E. J. G. du Bois[1]) und H. E. J. G. du Bois und H. Rubens[2]) den Hertzschen Gitterversuch nachgeahmt. Sie untersuchten die Durchlässigkeit von Drahtgittern aus 0,025 mm starken Pt-, Cu-, Fe-, Au-, Ag-Drähten von 0,025 mm Drahtabstand für geradlinig polarisierte Licht- und Wärmestrahlen, deren Polarisationsebene parallel oder senkrecht zur Drahtrichtung stand. „Solange die Wellenlänge einen bestimmten (so weit unsere Versuche reichen, von der Öffnungsbreite [des Gitters] unabhängigen, dagegen für das Metall

[1]) du Bois, Wied. Ann. **46**, 542 (1892).

[2]) du Bois und Rubens, Berl. Akad. 1129 (1892); Wied. Ann. **49**, 593 (1893).

charakteristischen) Wert nicht überschreitet, läßt das Gitter einen größeren Bruchteil der auffallenden Strahlung hindurch, wenn der elektrische Vektor (die elektrische Schwingung) der Drahtrichtung parallel liegt; für größere Werte der Wellenlänge überwiegt dagegen die Durchlässigkeit, wenn der magnetische Vektor diese Vorzugsrichtung besitzt" (a. a. O., S. 632). Die maßgebenden Werte der Wellenlänge betragen (a. a. O., S. 608) z. B. für Pt 0,0019 mm, für Cu 0,0031 mm.

Die oben erwähnten Versuche von Garbasso (S. 140) finden ihr optisches Gegenstück in jenen von H. Rubens und E. F. Nichols[1]) (a. a. O., S. 456). Mit Hilfe der Teilmaschine wurden in Silberschichten, die auf Glasplatten niedergeschlagen waren, je zwei einander senkrecht kreuzende Gruppen paralleler Striche gezogen und der Silberbelag hierdurch in eine entsprechende Anzahl von 5 μ[2]) breiten und 6,5 μ (I), 12,4 μ (II), 18 μ (III), 24,4 μ (IV) und etwa 144 000 μ (V) langen Resonatoren geteilt. Das Zurückwerfungsvermögen der Resonatorenplatten I und III für Wärmestrahlen von etwa 24 μ Wellenlänge war bedeutend schwächer als jenes der Platten II, IV, V (22,7 bzw. 32,9 v. H. gegenüber 54,5, 50,2, 78,4 v. H.), wenn die elektrische Schwingung der längeren Seite parallel war, während bei senkrechter Lage kaum ein Unterschied zwischen den Resonatorplatten bestand.

Die Untersuchungen von R. W. Wood[3]) an Metallniederschlägen und von Ehrenhaft[4]) an kolloidalen Metallösungen machen es wahrscheinlich, daß die fein verteilten Metallteilchen in ähnlicher Weise wie die Silberplättchen in der eben erwähnten Arbeit Resonatoren für die optischen Wellen bilden. Doch hat Pockels[5]) Bedenken gegen diese Auffassung erhoben. Auch die Ansicht Kossonogoffs[6]), der u. a. die Farbenerscheinungen der

---

[1]) Rubens und Nichols, Wied. Ann. **60**, 418 (1897). Vgl. auch F. Braun, Ann. d. Phys. **16**, 1, 238 (1905). Literaturbericht in „Die Naturwissenschaften" **9**, 418 (1921).

[2]) Hier hat μ die Bedeutung von 0,001 mm.

[3]) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **3**, 396; (6) **4**, 425 (1902); (6) **6**, 259 (1903).

[4]) F. Ehrenhaft, Wien. Akad. **112**, 181 (1903).

[5]) F. Pockels, Phys. Zeitschr. **5**, 152 (1904); vgl. auch G. Mie, Ann. d. Phys. **25**, 377 (1908).

[6]) J. Kossonogoff, Phys. Zeitschr. **4**, 208, 258 (1903).

Schmetterlingsflügel auf optische Resonanz zurückzuführen sucht, ist nicht unwidersprochen geblieben [1]).

R. W. Wood [2]) hat gefunden, daß Metalldämpfe durch Bestrahlung zum Leuchten gebracht werden können. So konnte er insbesondere — im Vereine mit Dunoyer [3]) — zeigen, daß Natriumdampf unter der Bestrahlung mit dem einfarbigen Lichte einer der beiden *D*-Linien des Natriums nur Licht von ebenderselben Wellenlänge, wie die betreffende *D*-Linie, aussendet. Andererseits würde in einem gekoppelten Hertzschen Erreger (S. 129), der mit Wellen von der Schwingungsdauer nur einer seiner Koppelungsschwingungen bestrahlt wird, auch nur diese eine Schwingung hervorgerufen werden [4]). Man möchte daher geneigt sein, eine Erklärung der sogenannten Woodschen Resonanzstrahlung mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Erreger für möglich zu halten. Weitere Versuche über die Resonanzstrahlung des Na-Dampfes haben aber zu Erscheinungen geführt, die mit dieser Theorie nicht gedeutet werden können, wogegen die Quantentheorie auch hier eine ungezwungene Erklärung gestattet [S. 120] [5]).

Der Nachweis „stehender Lichtwellen" als Seitenstück zu den stehenden elektromagnetischen Wellen, die Hertz (S. 100) durch senkrechte Spiegelung an einer leitenden Wand erzeugt hatte, gelang O. Wiener [6]). Fällt einfarbiges Licht von der Wellenlänge λ senkrecht auf einen Metallspiegel auf, so kann man erwarten, daß vor dem Spiegel durch Interferenz der ankommenden und zurückgeworfenen Strahlen sich stehende Wellen ausbilden. Die Spiegelebene selbst wird für die elektrische Schwingung des Strahles eine Knotenebene sein, die übrigen elektrischen Knotenebenen werden in Abständen von je λ 2 parallel dem Spiegel liegen. Eine im $\measuredangle \alpha$ (Abb. 78) gegen den Spiegel geneigte Ebene wird also die Knotenebenen in einer Schar paralleler Geraden von gleichen

[1]) C. Scotti, Nuovo Cim. (5) **7**, 334 (1904), wo auch eine ausführliche Zusammenstellung der einschlägigen Literatur gegeben ist.

[2]) R. W. Wood, Physical Optics (Aufl. 1911), p. 575; Phil. Mag. (6) **23**, 689 (1912).

[3]) R. W. Wood und L. Dunoyer, Phil. Mag. (6) **27**, 1018 (1914) und Soc. franç. de Physique, Résumé du 5 juin 1914, p. 4.

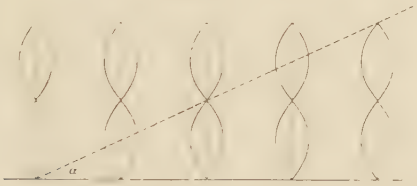
[4]) v. Geitler, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 688 (1914).

[5]) N. Bohr, Zeitschr. f. Phys. **2**, 437 (1920).

[6]) O. Wiener, Wied. Ann. **40**, 203 (1890).

gegenseitigen Abständen schneiden. Ist diese Ebene mit einer gegen die Wellenlänge dünnen photographischen Schicht (0,000 02 mm) bedeckt, so wird der lichtempfindliche Stoff an den Knoten der chemischen Wirkung (wenn diese mit den Knoten der elektrischen Schwingung im Strahle zusammenfällt, somit in den oben bezeichneten Geraden) keine Veränderung erfahren, wohl aber in den dazwischen gelegenen Teilen und besonders stark an den Bäuchen, die offenbar in der Mitte zwischen je zwei Knotenlinien gelegen sind. Die Versuche ergeben in der Tat, daß das lichtempfindliche Häutchen nach der Entwickelung in einer Gruppe paralleler Geraden geschwärzt erscheint an jenen Stellen, deren senkrechte Abstände vom Spiegel bei dem Versuche ein

Abb. 78.



ungerades Vielfaches der verwendeten Viertel-Wellenlänge betragen hatten. Aus diesem und einer großen Zahl anderer Versuche mit geänderten Bedingungen, die O. Wiener anstellte, folgt mit einiger Wahrscheinlichkeit, daß die chemische (und wohl auch die Licht-) Wirkung des Strahles von dessen elektrischen Schwingungen ausgeht, während seine magnetische Schwingung vorläufig noch unbekannte Wirkungen besitzt. Von den hier unwesentlichen Grundannahmen über die Natur des Lichtes abgesehen, wird das Verhalten der elektrischen Schwingung aber durch Fresnels Theorie, das der magnetischen Schwingung durch jene Neumanns (S. 73, 74, 78) richtig dargestellt. Der alte Streit über die Lage der eigentlichen Lichtschwingung zur Polarisationsebene wäre also hiernach im Sinne Fresnels entschieden [1] [2]).

---

[1]) P. Drude, Wied. Ann. **41**, 154 (1890); **48**, 119 (1893); P. Drude und W. Nernst, ebenda **45**, 465 (1892).

[2]) Wegen eines weiteren optischen Gegenstückes vgl. S. 159.

II. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Strahlung.

1. Die Energiewanderung.

In einem elektrostatischen und in einem rein magnetischen Felde (etwa dem eines Dauermagnets) können wir uns (S. 17, 9, 38) die elektrische bzw. die magnetische Energie räumlich in bestimmter Weise verteilt denken. In diesen Gleichgewichtsfällen ist eine Änderung der Energieverteilung im Felde oder eine Umwandlung in andere Energieformen an keiner Stelle zu beobachten. Dies gilt auch dann, wenn rein elektrostatische und rein magnetische Felder im gleichen Raume gleichzeitig vorhanden sind. Die Sachlage ändert sich jedoch sofort, wenn die gleichzeitig vorhandenen Felder nicht rein statischen Ursprungs sind, sondern (stationären oder nicht stationären) veränderlichen elektrischen oder magnetischen Kräften entspringen (S. 26, 48, 68). Beim Leitungsstrome bemerken wir z. B. das Auftreten von Joulescher Wärme; bei der Strahlung eines elektromagnetischen Erregers ändert sich ersichtlich die Energieverteilung, da mit dem Fortschreiten der Wellen auch ihr Energieinhalt über immer neue Teile des Raumes hinwegstreicht. Hier drängt sich der Gedanke auf, von einem Strömen oder einer Wanderung der elektromagnetischen Energie zu sprechen. Diesem Gedanken hat wohl zuerst J. H. Poynting unter Zugrundelegung der Maxwellschen Theorie mathematische Form und Fassung gegeben[1]). Hiernach findet in jedem Punkte eines elektromagnetischen Feldes die Strömung der Energie stets senkrecht zu der Ebene statt, die dortselbst durch die Richtung der elektrischen und der magnetischen Kraft gelegt werden kann, und zwar nach jener Richtung hin, in der eine rechtsgängige Schraube fortschreiten müßte, die den Pfeil der elektrischen Kraft (auf dem kürzesten Wege) in die Lage des Pfeiles der magnetischen Kraft drehen

[1]) J. H. Poynting, Phil. Trans. 1884, II, 343. [Übers. in Physik. Revue 1, 48 (1892), herausg. von L. Graetz (Stuttgart, J. Engelhorn).] Dem Gedanken der Energiewanderung in der elektromagnetischen Strahlung hat schon Maxwell (Treatise 2, § 782) unzweideutigen Ausdruck verliehen.

würde. Die Stärke der Energieströmung in einem Punkte steht mit dem Produkte aus den jeweils dort herrschenden elektrischen und magnetischen Feldstärken in geradem Verhältnisse[1]).

Bei einem Gleichstrom führenden Drahte verlaufen die elektrischen Kraftlinien der Leiterachse parallel, die Ebenen der magnetischen Kraftringe stehen senkrecht zu ihr (S. 39). Aus dem Sinne der verketteten elektrischen und magnetischen Kraft-

Abb. 79.

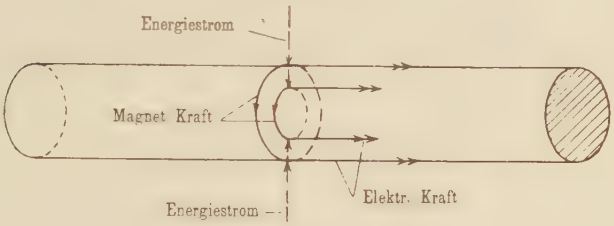
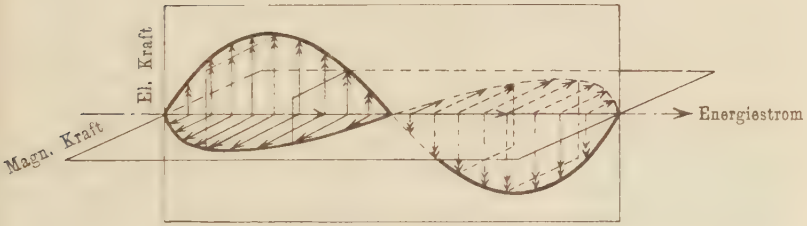


Abb. 80.



linien folgt mit Hilfe der Poyntingschen Regel, daß die Energie aus dem umgebenden Raume senkrecht zur Leiteroberfläche in der Richtung zur Leiterachse stetig in den Leiter einströmt (wo sie in Joulesche Wärme verwandelt wird). Da bei einem Wechselstrome die Richtungen der elektrischen und der magnetischen Kraftlinien sich stets gleichzeitig umkehren, so bleibt die Richtung der Energieströmung stets dieselbe, wie es aus den Abb. 79 (und 80) unmittelbar ersichtlich ist, während ihre Stärke

[1]) Hiernach müßte bei gleichzeitigem Vorhandensein statischer elektrischer und magnetischer Felder eine Strömung elektromagnetischer Energie in geschlossenen Bahnen angenommen werden, die bisher wenigstens nicht nachgewiesen wurde.

doppelt so rasch schwankt als der Wechselstrom. In Abb. 79 bedeuten die einfachen Pfeile die Richtung der magnetischen Kräfte, die doppelten Pfeile die der zugehörigen elektrischen Kraftlinien, die gestrichelten Pfeile die Richtung der Energieströmung.

Abb. 80 stellt die Verhältnisse in einer geradlinig polarisierten elektromagnetischen Welle dar, die von links nach rechts fortschreitet, und dürfte ohne weiteres verständlich sein. Sie läßt zugleich die regelmäßige räumliche Wiederkehr der Stärkeverteilung der stets in der Richtung des Strahles erfolgenden Energieströmung erkennen; denn an jedem Punkte des Strahles steht die dortselbst vorhandene Stärke des Energiestromes mit der Fläche des über den Pfeilen der Kräfte errichteten Parallelogramms nach Poynting im geraden Verhältnisse.

2. Freie Wellen (Raumwellen).

Ein Einzelerreger elektromagnetischer Schwingungen (Hertzscher Erreger oder Dipol, einzelnes leuchtendes Teilchen), der in ein überall gleichartiges (homogenes) und sich nach allen Richtungen gleich verhaltendes (isotropes) Mittel ruhend eingebettet ist, sendet nach allen Seiten mit derselben Geschwindigkeit fortschreitende Wellen aus; diese können daher in Entfernungen, die gegenüber den Abmessungen des Erregers groß sind, als Kugelwellen betrachtet werden. Auf jeder derartigen Kugelwellenfläche ist demnach in einem bestimmten Augenblicke der Schwingungszustand (Phase) überall der gleiche und nur von Wellenfläche zu Wellenfläche veränderlich. Die Stärke (Intensität) der Strahlung ist jedoch nicht gleichmäßig über die einzelnen Wellenflächen verteilt. Diese Verteilung hängt vielmehr von der geometrischen Gestalt des Erregers und von dem Verhältnisse seiner räumlichen Abmessungen zur Länge der von ihm erzeugten Wellen ganz wesentlich ab. Dies zeigen z. B. deutlich die Abb. 52 bis 56 (S. 103), in denen die Strahlung eines Hertzschen Dipoles dargestellt ist: die Strahlungsstärke (Kraftliniendichte) ist beiderseits in der Richtung der Dipolachse verschwindend klein und nimmt von dort aus längs jedes Meridiankreises der Kugelfläche zu, um am Äquatorkreise einen Höchstwert zu erreichen. In der Redeweise der Poyntingschen Auffassung ausgedrückt, findet also vom Erreger aus eine nach allen Richtungen hin gleich schnelle, aber nach verschiedenen

Richtungen hin im allgemeinen verschieden starke Energieströmung statt. Man ersieht schon hieraus die Möglichkeit einer „gerichteten" drahtlosen Telegraphie mit sogenannten freien oder Raumwellen, wie sie z. B. beim drahtlosen Verkehre vom Flugzeuge aus tatsächlich in die Erscheinung tritt [1]). Daß auf optischem Gebiete entsprechende Vorgänge nicht verwirklicht werden können, ist begreiflich, wenn man bedenkt, daß man es hier stets mit einer außerordentlich großen Zahl von Erregern mit regellos im Raume gelagerten Achsen zu tun hat. Dagegen zeigt sich bei Röntgenröhren eine nach verschiedenen Richtungen hin verschiedene Stärke der Bremsstrahlung (S. 127), da durch die Stoßrichtung der gebremsten Kathodenstrahlen eine bestimmte Achsenrichtung der „Erreger" bevorzugt erscheint [2]).

3. Geführte oder gebundene Wellen.

Wesentlich verwickelteren Verhältnissen, als im eben behandelten Falle der freien Raumwellen begegnen wir dann, wenn die Ausbreitung der Strahlung durch die an der Trennungsfläche zweier verschiedener Stoffe herrschenden Grenzbedingungen bestimmt wird. Für die Theorie und deren Anwendung in der Fernmeldetechnik besonders wichtige Sonderfälle sind die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen an Drähten und an der Erdoberfläche. Auch das Spiel der Wellen im Hertzschen Erreger und Resonator selbst gehört in diese Klasse von Erscheinungen.

Bei der Betrachtung der Hertzschen Versuche über Drahtwellen (S. 89), sowie der Vorgänge in einer Wechselstromleitung springt die Tatsache in die Augen, daß hier, abweichend von dem Verhalten der freien Wellen, die Ausbreitungsrichtung der Erregerstrahlung und der mit ihr verknüpften Energiewanderung wesentlich durch den Verlauf der Drahtleitung bestimmt ist und an ihn gebunden erscheint. Man kann daher im Gegensatze zu den freien Raumwellen hier passend von geführten oder gebundenen Wellen sprechen. K. Uller [3]) nennt diese an der Trennungsfläche

[1]) Vgl. z. B. die Mitteilungen von R. Baldus, E. Buchwald und R. Hase im Jahrb. d. drahtl. Tel. **15**, 99 ff., 214, 354 (1920); W. Burstyn, ebenda **13**, 362 (1918/19); **16**, 322 (1920).

[2]) A. Sommerfeld, Phys. Zeitschr. **10**, 969 (1909).

[3]) K. Uller, Jahrb. d. drahtl. Tel. **15**, 123 (1920); Zeitschr. f. Phys. **3**, 361 (1920).

zweier verschiedener Stoffe haftenden Wellen, die auch auf anderen Gebieten der Physik ihre Seitenstücke finden, Zweimittelwellen. Durch diese Bezeichnung kommt treffend zum Ausdruck, daß die physikalische Ursache dieser Ausbreitungsform in den Bedingungen gelegen ist, die von den in der Welle veränderlichen Größen (hier also von den elektrischen und magnetischen Kräften) angesichts der beiderseits der Trennungsfläche verschiedenen physikalischen Eigenschaften nach den für sie geltenden allgemeinen Gesetzen erfüllt werden müssen.

Die vom Sender am Ursprungsorte der Erregung ausgehende Strahlung wird sich im allgemeinen teils in Form von freien Wellen in den Raum, teils als gebundene Wellen in der durch die Trennungsfläche erzwungenen Weise ausbreiten. In welchem Verhältnisse die Gesamtstrahlung des Erregers sich auf diese beiden Ausbreitungsformen verteilt, wird von dem Grade seiner Koppelung mit der Trennungsfläche abhängen.

a) Die Wellen an einem geradlinigen zylindrischen Leiter.

Die grundlegende, über die vorangegangenen Arbeiten anderer Forscher hinausgehende mathematische Theorie der Drahtwellen ist A. Sommerfeld zu danken [1]). Auf ihre Darstellung muß nach Absicht dieser Schrift natürlich verzichtet werden. Es kann vielmehr auch hier wieder nur versucht werden, die Ergebnisse der Theorie dem Verständnisse ohne Rechnung näher zu bringen.

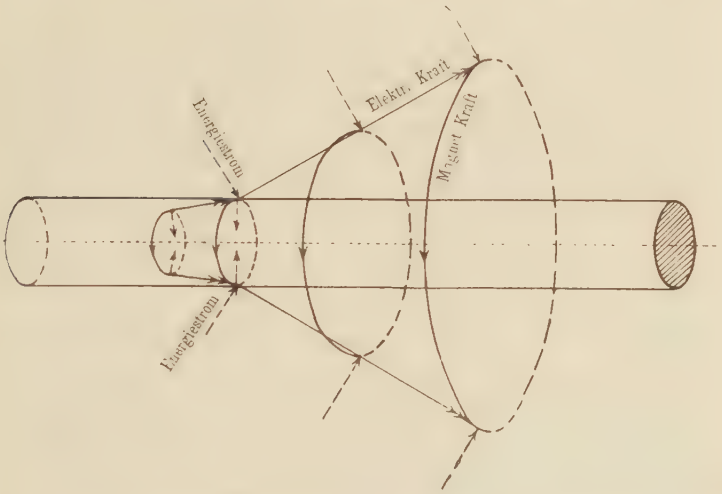
Nach den auf S. 88 ff. besprochenen Hertzschen Versuchen könnte es zunächst scheinen, als ob der Verlauf der elektrischen Kraftlinien bei sehr raschen Schwingungen ganz derselbe sei, wie in einem elektrostatischen Felde, d. h. daß die Enden der elektrischen Kraftlinien auf den Oberflächen der leitenden Drähte genau senkrecht stehen. Die magnetischen Kraftringe können bei einem geraden zylindrischen Drahte aus Symmetriegründen nur Kreise mit der Drahtachse als Mittelpunkt sein, deren Ebenen zu ihr senkrecht stehen. Diese Ebenen wären, da nach der gemachten Annahme auch die elektrischen Kraftlinien in ihnen verlaufen, Wellenebenen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit müßte daher, wie im entsprechenden Falle ebener Raumwellen, gleich der

[1]) A. Sommerfeld, Wied. Ann. **67**, 233 (1899); vgl. dort auch wegen der älteren Literatur.

Lichtgeschwindigkeit in dem den Draht umgebenden Dielektrikum sein. Die Theorie ergibt, daß dieser Fall streng nur bei vollkommener Leitfähigkeit des Drahtes (spezifischer Widerstand $= 0$) eintreten könnte.

Nun hatte schon Hertz bei seinen Versuchen gefunden (S. 97, Anm. 1), daß die elektromagnetischen Wellen in den Leiter, wenn auch nur bis zu geringen Tiefen, einzudringen vermögen. Dies kann nach dem Poyntingschen Satze aber nur dann geschehen, wenn die Energieströmung eine Neigung gegen die Drahtoberfläche besitzt.

Abb. 81.



Da die Ebenen der magnetischen Kraftringe, wie eben erwähnt, nicht anders als senkrecht zur Achse gelegen sein können, so ist diese Neigung nur möglich, wenn die elektrischen Kraftlinien einen von 90° verschiedenen Winkel mit der Drahtoberfläche bilden, und zwar im Sinne einer Vornüberneigung in der Fortpflanzungsrichtung. Die elektrischen und die zu ihnen senkrechten magnetischen Kraftlinien bilden hierbei einen Kegelmantel (Abb. 81), die Energieströmung erfolgt senkrecht zu diesem und kann daher ins Innere des Drahtes gelangen. Hier erfährt sie und mit ihr die elektromagnetische Strahlung einen der Brechung entsprechenden Vorgang, da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlung

in leitenden Stoffen um vieles geringer ist, als im umgebenden Dielektrikum; deshalb ist die „Brechung“ der Strahlung und der Energieströmung auch eine außerordentlich große, so daß die Fortpflanzung im Drahte sehr nahezu senkrecht zur Oberfläche des Drahtes, längs des Mantels eines sehr stumpfen Kegels erfolgt, dessen Spitze auf der Drahtachse gelegen ist. [Über die Vorgänge im Drahtinnern, S. 174 ff.] [1]). Das fortgesetzte Eindringen eines Teiles der Strahlung in den Draht hat ein allmähliches Abnehmen der Stärke ihres längs der Leitung im Dielektrikum fortschreitenden Anteiles zur natürlichen Folge (örtliche Dämpfung oder Zerstreuung).

Auch bei raschen Schwingungen erfolgt somit das Eindringen der Energie in den Leiter in ganz ähnlicher Weise, wie in den früher betrachteten Fällen des Wechsel- und Gleichstromes. Denken wir uns denselben Draht nacheinander als Führung für elektrische Wellen von immer größerer Schwingungszahl benutzt, indem wir von Gleichstrom zu Wechselstrom und weiterhin bis zu den schnellsten Hertzschen Schwingungen übergehen; wir erkennen, daß hierbei die $\frac{\text{Energieströmung}}{\text{Neigung der elektrischen Kraftlinien}}$ im Dielektrikum gegen die Leiteroberfläche von der $\frac{\text{senkrechten}}{\text{parallelen}}$ Richtung zur Oberfläche nahezu bis in die $\frac{\text{parallele}}{\text{senkrechte}}$ Lage zur Oberfläche gedreht wird.

Im Falle des Gleich- oder langsam veränderlichen Wechselstromes, wo die Einstrahlung aus dem Dielektrikum nahezu senkrecht zur Drahtoberfläche geschieht, findet (sowohl im Drahte wie im Dielektrikum) keinerlei Energieströmung in der Drahtrichtung statt: die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strahlung in der Richtung des Drahtes hat daher den Wert Null. Im Falle des vollkommenen Leiters und sehr rascher Schwingungen dagegen wäre sie, im Dielektrikum längs des Drahtes gemessen, wie oben gezeigt, gleich der Lichtgeschwindigkeit. Daraus können wir schließen, daß die längs des Drahtes im Dielektrikum gemessene

[1]) P. Drude, Physik d. Äthers, S. 575 (Stuttgart, F. Enke, 1894), berechnet den Brechungsexponenten von Quecksilber für Wellen von 10 cm in Luft ($\tau = 1/3 \cdot 10^{-9}$ sec) zu $n = 1735$, was einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Quecksilber von nur 173 km/sec entspricht (S. 180).

Fortpflanzungsgeschwindigkeit beim Übergang von Gleichstrom zu immer rascheren Schwingungen und von geringeren zu den höchsten Graden der Leitfähigkeit alle Werte von Null bis zur Lichtgeschwindigkeit annehmen kann.

Außer den bisher in Betracht gezogenen Umständen: Wert der Leitfähigkeit und der die Geschwindigkeit freier Wellen bestimmenden Größen — Dielektrizitätskonstante und Permeabilität —, sind für die längs des Drahtes gemessene Geschwindigkeit der gebundenen Wellen noch die räumlichen Abmessungen des Drahtes und deren Verhältnis zur verwendeten Schwingungszahl (freie Wellenlänge λ_0) maßgebend, weil von der Größe des Querschnitthalbmessers sowohl die Kapazität, als auch der Selbstinduktionskoeffizient (der Längeneinheit) des Drahtes abhängen. Da nach S. 15 das Fortschreiten der elektrischen Kraftlinien am Drahte einem Entlanggleiten elektrischer Ladungen entspricht, und die in den Draht eindringenden elektrischen und magnetischen Kraftlinien „Wechselströme" parallel zur Drahtachse hervorrufen, so wird man es begreiflich finden, daß Kapazität und Selbstinduktion nicht ohne Einfluß auf den Ausbreitungsvorgang bleiben können [S. 154][1]).

Um eine Vorstellung von den Größenverhältnissen zu geben, seien hier einige Ergebnisse der Sommerfeldschen Rechnungen angeführt:

Stoff	$2.r$ mm	τ sec	$v-c$ km/sec	λ_0 cm	λ cm	$L(1/2)$ m	$L(1/e)$ m
Cu . . .	4,0	10^{-9}	8,1	30	29,9992	—	1500
Pt . . .	0,4	$1/3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^2$	100	99,9	79	114
Pt . . .	0,04		$3 \cdot 10^3$		99,0	7	10
Pt . . .	0,004		10^5		66,6	—	0,17

Hier bedeuten: r den Drahthalbmesser, τ die Schwingungsdauer, $v-c$ den Unterschied der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der freien und der gebundenen Welle, λ_0 und λ deren Wellen-

[1]) Die strenge Theorie verwendet die abgeleiteten Begriffe Kapazität und Selbstinduktionskoeffizient bei ihren Überlegungen nicht (vgl. A. Sommerfeld, a. a. O.). Doch führt deren Benutzung in der Näherungstheorie, deren man vorläufig bei Bewältigung gewisser Aufgaben (S. 154) nicht entraten kann, zu brauchbaren Formeln.

längen, $L(1,2)$, $L(1,e)$ die Drahtlänge, nach deren Durchlaufen die Schwingungsweite der Welle an der Drahtoberfläche im Dielektrikum auf ihren halben bzw. auf ihren 1 $e$ten Wert gesunken ist. (e ist die Basis der natürlichen Logarithmen $= 2{,}7183$, 1 e also etwa $= 1{,}3$.) Von der starken Dämpfung der Wellen an Drähten von großem Widerstande kann man z. B. Gebrauch machen, wenn man von den am Ende einer Drahtleitung zurückgeworfenen Wellen befreit sein will, indem man das Ende der Leitung aus dünnen Fe-Drähten herstellt, an denen sich die Wellen nach einer kurzen Strecke totlaufen [1]).

b) Gebundene Wellen mit doppelter Führung.

Bei den meisten Versuchen mit Hertzschen Drahtwellen werden Doppeldrahtleitungen verwendet (S. 87, 93, 125). Die annähernde Verteilung der elektrischen und magnetischen Kraftlinien für diesen Fall ist aus Abb. 8 und 44 ersichtlich. Die Bindung der Wellen ist also eine doppelte. Eine sinngemäße Übertragung der für einen Draht angestellten allgemeinen Überlegungen auf diesen Fall bietet keine Schwierigkeiten. Wenngleich nun die Bewältigung der mathematisch strengen Lösung dieser Aufgabe noch nicht erfolgt ist, so liefert doch die oben erwähnte Näherungstheorie (S. 153, Anm. 1) auch für Doppeldrahtleitungen Ergebnisse, an die hier zur Deutung einer Reihe von Erscheinungen mit Nutzen angeknüpft werden kann.

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c elektromagnetischer Wellen an Drähten, die in einem Dielektrikum von der Dielektrizitätskonstante K und der magnetischen Permeabilität μ eingebettet sind, ergibt diese Theorie den Wert:

$$c = \frac{v}{\sqrt{K\mu}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L_0 C_0} \cdot \sqrt{1+\sqrt{1+\left(\frac{w_0 \tau}{2\pi L_0}\right)^2}}} \quad \cdots \quad (17)$$

wo v der Verwandlungsfaktor (S. 65, Anm. 1), τ die Schwingungsdauer des Erregers sind, und w_0 den Widerstand, L_0 den Selbstinduktionskoeffizienten (beide im elektromagnetischen Maße), C_0 die Kapazität (im elektrostatischen Maße) für die Längeneinheit der Leitung bedeuten. Ändert sich somit an einer Stelle

[1]) v. Geitler, Wied. Ann. **49**, 185 (1893).

der Leitung der Wert des Nenners in Gleichung (17), so bedeutet dies, wie man sieht, eine Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der Drahtwellen. Wie bei jeder Wellenausbreitung bedingt dies aber eine von der Größe der Geschwindigkeitsänderung abhängige teilweise Zurückwerfung der Wellen an solchen Stellen.

Kann, wie dies bei den kleinen Schwingungsdauern der Hertzschen Wellen und bei Drähten von kleinem Widerstande w_0 zutrifft, der Klammerausdruck unter dem letzten Wurzelzeichen gegen 1 vernachlässigt werden, so wird mit großer Annäherung

$$c = \frac{v}{\sqrt{K\mu}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \quad \cdots\cdots\cdots (17a)$$

Für gleiche, parallele, zylindrische Drähte ist nun rechnungsgemäß das Produkt $L_0 C_0 = 1$. An solchen Drähten pflanzen sich Hertzsche Wellen unter den für Gleichung (17a) geltenden Voraussetzungen daher mit der Geschwindigkeit

$$c = \frac{v}{\sqrt{K \cdot \mu}} \quad \cdots\cdots\cdots (17b)$$

fort, d. h. mit derselben Geschwindigkeit, die sie im freien Dielektrikum nach Gleichung (13) (S. 69) hätten [1]). Für nicht parallele oder nicht zylindrische Drähte jedoch ist $L_0 C_0$ von 1 verschieden.

Hierdurch wird es theoretisch verständlich, daß, wie Versuche gezeigt hatten, für die ungestörte Fortleitung elektromagnetischer Wellen an Doppelleitungen genauer Parallelismus der Leitungsdrähte erforderlich ist; wo dieser auch nur in geringfügiger Weise gestört ist, tritt eine teilweise Zurückwerfung der Wellen auf, wobei sich vor der Störungsstelle in ähnlicher Weise, wie am Ende der Leitung, stehende Wellen bilden (Abb. 68, 69). Gleiches gilt für solche Stellen der Leitung, wo sich der Querschnitt der Drähte ändert, oder wo ein Kondensator zwischen die Drähte geschaltet wird [2]). Mit Hilfe dieser Erscheinungen lassen

---

[1]) Vgl. hierzu z. B. P. Drude, Physik d. Äthers, S. 484 ff., besonders S. 496, 510 (2. Aufl. 1912). Wird der Klammerausdruck in Gleichung (17) nicht vernachlässigt, so ergibt sich auch hier, wie in der strengen Theorie für einen Draht, ein etwas kleinerer Wert für c.

[2]) v. Geitler, Wied. Ann. **49**, 184 (1893).

sich die Vorgänge in einem Newtonschen Farbenglase mit elektrischen Drahtwellen nachahmen [1]).

Solche Ausbreitungsstörungen bilden nicht nur bei Versuchen mit Hertzschen Drahtwellen, sondern auch auf elektrotechnischem Gebiete eine theoretisch sehr beachtenswerte, sowie oft schwer vermeidliche und lästige Fehlerquelle. Die bei willkürlichen oder unwillkürlichen Schaltungsvorgängen auftretenden sogenannten Wander- oder Sprungwellen, auf deren Gefährlichkeit zuerst P. H. Thomas aufmerksam gemacht hat, rufen besonders an solchen Unregelmäßigkeiten der Leitungen, wo sie infolge geänderter Fortpflanzungsgeschwindigkeit eine teilweise Zurückwerfung erfahren — namentlich an den Eingangsspulen von Hochspannungsmaschinen und Transformatoren —, wegen der in den Bäuchen auftretenden Spannungserhöhung, oft schwere Beschädigungen der Isolationen hervor [2]). Auch auf die Schwächung von Fernsprechströmen sei hingewiesen, die durch teilweise Zurückwerfung an zusammengesetzten Leitungen entsteht, deren Teile verschiedene „Charakteristiken" (Fortpflanzungsgeschwindigkeit) besitzen [3]).

Im Anschlusse an die durch Gleichung (17) dargestellten Zusammenhänge möge noch auf eine eigenartige Form der Dispersion der Geschwindigkeit elektrischer Wellen an Drahtleitungen aufmerksam gemacht werden. Sobald nämlich die Vernachlässigung, durch die Gleichung (17) in Gleichung (17a) übergeht, nicht mehr gestattet ist — in erster Reihe also für größere Schwingungsdauern —, folgt aus der genannten Gleichung auch hier eine Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Schwingungsdauer, derart, daß mit wachsender Schwingungsdauer die Geschwindigkeit abnimmt (S. 153). So ergibt die Rechnung z. B. für parallele Kupferdrähte von 1 mm Halbmesser und 10 cm Abstand für $\tau_1 = 10^{-5}$ sec, $c_1 = 3 \cdot 10^{10}$ cm sec, daher $\lambda_1 = 3$ km (wie in freier Luft); für $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ sec, $c_2 = 2{,}934$

---

[1]) E. H. Barton, Wied. Ann. **53**, 513 (1894).

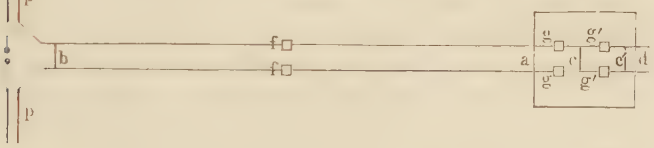
[2]) K. W. Wagner, Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge an Freileitungen und Kabeln (B. G. Teubner, 1908); H. Rüdenberg, Elektrotechn. u. Maschinenbau (Wien) **32**, 729 (1914); K. W. Wagner, ebenda **33**, 89, 105 (1915) u. a.

[3]) Vgl. F. Breisig, Theoretische Telegraphie, S. 203. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1910.

$\cdot 10^{10}$ cm sec, daher $\lambda_2 = 587$ km (gegen 600 km in Luft); für $\tau_3 = 2 \cdot 10^{-2}$ sec, $c_3 = 10^{10}$ cm sec, daher $\lambda_3 = 2000$ km (gegen 6000 km in Luft).

Wird also am Beginne der Drahtleitung nicht eine ungedämpfte, reine Sinusschwingung erregt, sondern eine zusammengesetzte Schwingung (S. 56), eine gedämpfte Schwingung oder ein „Impuls" (Wanderwelle, Sprungwelle), die nach dem Fourierschen Satze aus Teilschwingungen von verschiedener Schwingungsdauer und Schwingungsweite aufgebaut werden können, so werden diese Fourierschen Bestandteile mit verschiedener Geschwindigkeit an der Leitung fortschreiten, indem die „höheren" Schwingungen den „tieferen" voraneilen. Die Form der Welle wird also bei ihrem Fortschreiten an der Leitung durch diese Dispersion der Teilschwingungen verzerrt. Sprungwellen werden auf diese

Abb. 82.



Art in nützlicher Weise verflacht, wie durch oszillographische Aufnahmen unmittelbar gezeigt werden kann [1]).

Wie oben (S. 155) erwähnt, hängt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen an Drähten in derselben Weise von der Dielektrizitätskonstante und Permeabilität des umgebenden Dielektrikums ab, wie ihre Geschwindigkeit im freien Dielektrikum. Dadurch wird es möglich, eine Reihe von Fragen durch Benutzung von Wellen an Drähten einer verhältnismäßig einfachen Lösung durch den Versuch zuzuführen, die bei Anwendung von freien Strahlen, besonders für lange Wellen, bedeutenden Schwierigkeiten begegnen würden. Hierher gehört insbesondere die Bestimmung des Brechungsexponenten und der Dielektrizitätskonstante verschiedener Stoffe für elektromagnetische Wellen verschiedener Schwingungsdauer.

[1]) Vgl. hierzu S. 137, Anm. 1 und K. W. Wagner, Elektrotechn. Zeitschr., S. 1289, 1321 (1912).

Der wellenführende Draht oder eine Doppelleitung, wie sie in Abb. 82, bei der Lecherschen Versuchsanordnung (S. 93), oder der Blondlotschen Aufstellung [1]) (magnetische Koppelung) zur Anwendung kommt, werde längs einer bestimmten Strecke ganz in ein Mittel von der Dielektrizitätskonstante K eingebettet, während der Rest der Leitung in Luft liegt. Die Schwingungsdauer der im Dielektrikum an der Leitung forteilenden, vom Primärkreise (Abb. 82) erzeugten Wellen sei τ. Ihre Wellenlänge an den von Luft umgebenen Teilen der Leitung ist demnach $\lambda = v\tau$ (S. 67). Bezeichnet c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in dem Dielektrikum von der Konstante K, so ergibt sich also ihre Länge in diesem zu $\lambda' = c\tau$. Demnach ist der Brechungsexponent (S. 75) $n = v\,c = \lambda\,\lambda'$, und daher die Dielektrizitätskonstante (S. 14) $K = n^2 = (\lambda\,\lambda')^2$ (vgl. S. 76). Da nun die Wellenlängen auf eine der früher beschriebenen Arten gemessen werden können, so sind n und K durch den Versuch bestimmbar. Mit Hilfe dieses, auf eine Andeutung von Hertz [2]) zurückgehenden Verfahrens haben E. Cohn [3]), G. U. Yule [4]), E. Cohn und P. Zeeman [5]) u. a., sowie besonders eingehend P. Drude [6]) n und K für eine große Zahl von Stoffen und Schwingungsdauern bestimmt (vgl. S. 141).

Andere Verfahren zur Bestimmung von K und n [7]) beruhen, wie hier erwähnt sei, auf der Überlegung, daß die Schwingungsdauer eines Kondensatorkreises nach der Thomson-Kirchhoffschen Formel (S. 57) im Verhältnis von $\sqrt{K}$ vergrößert wird, wenn die Kapazität des Kondensatorkreises im Verhältnisse K wächst. Dies erreicht man aber (S. 20), indem man die Luft zwischen den Platten eines Kondensators durch ein Dielektrikum von der Konstante K ersetzt. Mißt man daher z. B. mit Hilfe eines Resonators die Wellenlängen (λ und λ'), die ein und derselbe Erreger

[1]) R. Blondlot, Compt. rend. **114**, 283 (1892).
[2]) Hertz, Ges. Werke **2**, 179.
[3]) E. Cohn, Berl. Akad. 1891; Wied. Ann. **45**, 370 (1892).
[4]) Yule, Wied. Ann. **50**, 742 (1893).
[5]) Cohn und Zeeman, ebenda **57**, 15 (1896).
[6]) P. Drude, ebenda **55**, 633 (1895); **58**, 1 (1896).
[7]) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. **46** (1889); E. Lecher, Wien. Akad. **99** (1890) und Wied. Ann. **42**, 142 (1891); P. Drude, Ann. d. Phys. **8**, 336 (1902); W. Schmidt (Bestimmung von K bei Kristallen), Ann. d. Phys. **9**, 919 (1902) u. a.

entsendet, dessen Kondensator sich einmal in Luft, das andere Mal in einem Dielektrikum von der Konstante K befindet, so folgt aus Gleichung (12), S. 67, und Gleichung (11), S. 57, daß

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\tau'}{\tau} = \frac{2\pi\sqrt{LCK}}{2\pi\sqrt{LC}} = \sqrt{K} = n \quad \ldots \quad (18)$$

Wegen eines bemerkenswerten optischen Seitenstückes zu der eben besprochenen Abhängigkeit der Schwingungsdauer eines Erregers elektromagnetischer Schwingungen von der Dielektrizitätskonstanten des Stoffes, in den er eingebettet ist, sei hier auf die grundlegenden Untersuchungen Lenards über das Verhalten der Phosphore hingewiesen [1]). Die (mittlere) Schwingungsdauer des zur Erregung einer Phosphoreszenzbande eines und desselben wirksamen Metalles (z. B. Cu, Bi, Mn usw.) in verschiedenen Erdalkalisulfiden (CaS, SrS, BaS) erforderlichen erregenden Lichtes [und (im allgemeinen) auch die Schwingungsdauer des von dem wirksamen Metalle sodann ausgesendeten Phosphoreszenzlichtes] steht mit der $\sqrt{K}$ der betreffenden Phosphore in geradem Verhältnis. So fand Lenard z. B. für die sogenannte β-Bande des Wismuts (Bi):

Im	Ca–Bi	Sr–Bi	Ba–Bi-Phosphor
λ'	= 520	550	600×10^{-6} mm
K	= 8,08	8,48	10,34 (nach Winawer)
$\sqrt{K}$	= 2,84	2,91	3,61
$\frac{\lambda'}{\sqrt{K}}$	= **183**	**189**	**187** $\times 10^{-6}$ mm

c) Die Wellen an „dielektrischen Drähten".

Bei den bisher betrachteten Zweimittelwellen (den sogenannten „Hauptwellen") handelte es sich um das Eindringen der Strahlung

[1]) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **31**, 641 (1910), insbesondere S. 645, 657, 661; Sitz.-Ber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. 1909, 3. Abh. P. Lenard und V. Klatt, Ann. d. Phys. (4) **15**, 226 (1904). Als Erdalkaliphosphor oder kurz Phosphor wird ein (in der Glühhitze erzeugter) Stoff verstanden, der aus einem Erdalkalisulfid (Ca, Sr, Ba), geringen Spuren gewisser wirksamer Metalle (Cu, Bi, Mn usw.) und einem schmelzbaren Zusatze (farblose Salze) hergestellt ist und die Eigenschaft des Nachleuchtens nach vorangegangener Belichtung besitzt.

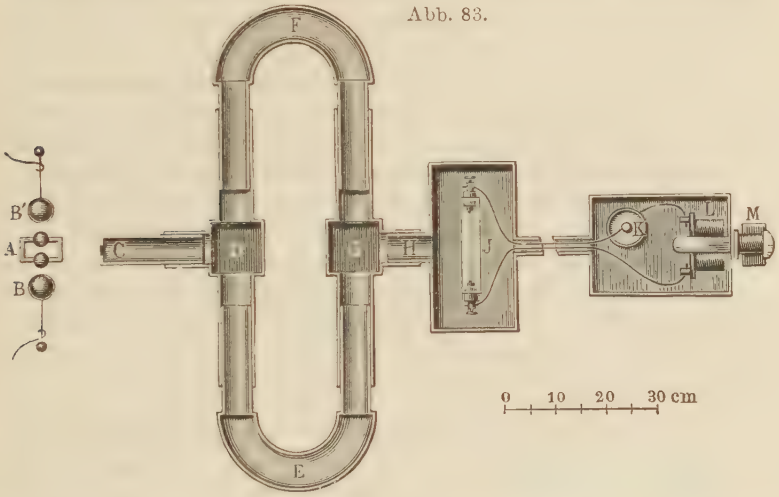
aus einem Stoffe mit größerer in einen solchen mit kleinerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit, etwa vergleichbar dem Verhalten eines Lichtstrahles, der unter streifendem Einfallswinkel von Luft in Wasser oder Glas gebrochen wird (S. 75). Verläuft dagegen die „einfallende" Welle, zur Trennungsfläche streifend, im Stoffe mit der kleineren Fortpflanzungsgeschwindigkeit (dem größeren Brechungsexponenten) — die sogenannte Nebenwelle —, so ist der Vorgang ein wesentlich anderer, ähnlich dem besonderen Verhalten eines Lichtstrahles, der streifend und daher unter einer den Winkel der Totalreflexion übersteigenden Neigung etwa die Grenze Wasser—Luft von der Wasserseite her trifft (S. 75, Anm.). Wie von verschiedenen Forschern — am einwandfreiesten wohl von W. Voigt[1]) — gezeigt wurde, überschreitet auch in diesem Falle ein wenngleich nur geringer Anteil des Lichtes die Grenzfläche, um längs ihr auf der Seite des Stoffes mit der größeren Fortpflanzungsgeschwindigkeit (hier der Luft) als gebundene Welle zu verlaufen; die Strahlung dieses Teiles erfolgt somit nur in einer sehr dünnen Schicht an und parallel der Grenzfläche, ohne sich in weiter entfernte Schichten des Stoffes auszubreiten. Zu ganz entsprechenden Ergebnissen gelangte D. Hondros[2]), als er die Sommerfeldsche Theorie der „Hauptwelle" auf den vorliegenden Fall, die sogenannte „Nebenwelle", ausdehnte. Auch hier tritt der Theorie zufolge ein Teil der im Innern des Drahtes längs der Trennungsfläche fortschreitenden Welle ins umgebende Dielektrikum und pflanzt sich darin in einer dünnen Schicht längs des Drahtes fort, ohne in den übrigen Raum zu strahlen. Die elektrischen Kraftlinien der Welle stehen hierbei im Draht (nahezu) senkrecht zur Oberfläche und sind im Dielektrikum im Sinne der Fortpflanzungsrichtung stark vornüber geneigt. Es ist klar, daß solche Wellen, wenn sich ihr Verhalten auch theoretisch verfolgen läßt, in leitenden Drähten schon deshalb nie zur Beobachtung gelangen können, weil sie wegen der großen Leitfähigkeit der Metalle und der besser leitenden Elektrolyte schon auf sehr kurzen Wegstrecken (für Kupfer innerhalb einiger tausendstel Millimeter) infolge der Umwandlung ihrer Energie in Wärme voll-

[1]) W. Voigt, Wied. Ann. **67**, 185 (1899); zur Theorie der Totalreflexion vgl. Rayleigh, Theorie des Schalles (deutsche Ausgabe von F. Neesen) **2**, 101.

[2]) D. Hondros, Ann. d. Phys. (4) **30**, 905 (1909).

kommen ausgelöscht werden (S. 174ff.). D. Hondros u. P. Debye[1]) haben jedoch theoretisch gezeigt, daß die Beobachtung der Nebenwellen, die in einem in ein Mittel von kleinerer Dielektrizitätskonstante eingebetteten „dielektrischen Drahte" fortschreiten, möglich sein müsse: denn hier entfällt, wegen Fehlens der Leitfähigkeit, die störende Auslöschung. In der Tat ist es O. Schriever[2]) gelungen, in wassergefüllten Glasröhren die Nebenwellen nachzuweisen und an ihrem Verhalten eine gelungene Prüfung der Theorie

Abb. 83.



anzustellen, auf deren zum Teil überraschende Folgerungen hier nicht eingegangen werden kann.

Die Fortpflanzung von Wellen in einem von Metall umgebenen Dielektrikum liegt in folgendem von V. v. Lang[3]) angestellten Versuche vor, der gewissermaßen die Umkehrung des Falles eines in ein Dielektrikum eingebetteten leitenden Drahtes vorstellt.

Das Metallrohr CD (Abb. 83) gabelt sich in zwei Teile E, F, die sich wieder in einem Rohre GH vereinigen. Die Länge von

[1]) D. Hondros und P. Debye, Ann. d. Phys. (4) **32**, 465 (1910).
[2]) O. Schriever, ebenda (4) **63**, 645 (1920); vgl. auch H. Zahn, ebenda (4) **49**, 907 (1916).
[3]) V. v. Lang, Wien. Akad. (IIa) **104**, 980 (1895).

E und F ist durch einen posaunenartigen Auszug veränderlich. Vor der Öffnung von C befindet sich ein Righischer Erreger A, am Ende von H ein Kohärer J (S. 206). Die Vorrichtung erinnert an die bekannte, von G. Quincke benutzte akustische Interferenzanordnung [1]). Die von A ausgehenden Wellen durchlaufen CD und eilen durch E und F weiter, um sich in GH wieder zu vereinigen. Je nach dem Wegunterschiede verstärken, schwächen oder vernichten die Wellen einander in GH, was in ihrer Wirkung auf den Kohärer J zum Ausdrucke kommt, der mit dem Fernhörer LM in den Stromkreis des Elementes K eingeschaltet ist. Die Vorrichtung eignet sich sowohl zur Bestimmung der Wellenlänge, als auch, wenn die Luft in E oder F durch einen anderen Isolator ersetzt wird, zur Messung von Dielektrizitätskonstanten. Da nämlich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit (S. 155) und daher die Wellenlänge (S. 67) in dem betreffenden Dielektrikum im Verhältnisse der Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstante kleiner als in Luft ist, ergibt sich der Wert der Dielektrizitätskonstanten aus dem Vergleich der Wellenlängen in Luft und dem Isolator, die gleichen Schwingungsdauern entsprechen. Weitere Arbeiten über die v. Langsche Versuchsanordnung verdankt man P. Drude [2]), A. Becker [3]), R. Weber [4]) und A. Kalähne [5]).

d) Die Ausbreitung der Strahlung in der drahtlosen Telegraphie.

Für die Ausbreitung der Strahlung bei der sogenannten drahtlosen oder Wellentelegraphie und -telephonie sind alle Voraussetzungen für die Ausbildung gebundener Wellen gegeben, wie sie in den vorangehenden Abschnitten besprochen wurden. Die Erreger oder Sender (Antennen, S. 181), auf deren verschiedene Formen hier nicht näher eingegangen werden soll, sind galvanisch, magnetisch oder elektrisch mit der Grenzfläche Erde–Luft gekoppelt [S. 129] [6]). Die Erdoberfläche selbst kann als mehr oder

[1]) Schon von Herschel angegeben. Vgl. Rayleigh, Schall (deutsche Ausgabe) **2**, 77.

[2]) P. Drude, Wied. Ann. **65**, 481 (1898).

[3]) A. Becker, Ann. d. Phys. **8**, 22 (1902).

[4]) R. Weber, ebenda, S. 721 (1902).

[5]) A. Kalähne, ebenda **18**, 92 (1905); **19**, 80 (1906).

[6]) Man denke sich in den Abb. 71, 72, 73 II als Antenne und ersetze I durch die Erdoberfläche.

minder guter Leiter angesehen werden, je nachdem es sich um feuchten Boden oder Wasser oder um trockenes Erdreich oder Gestein handelt.

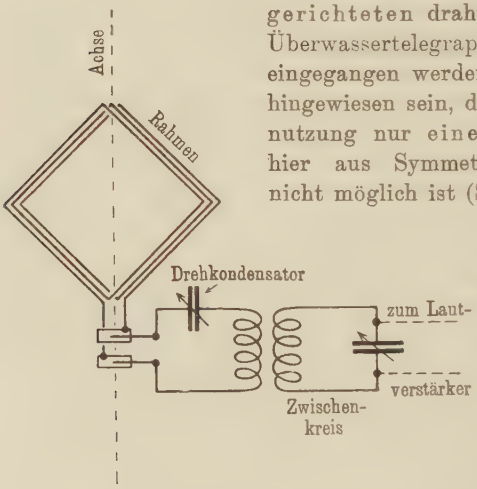
Die Antenne wird also nach der von A. Sommerfeld[1]) auch auf den vorliegenden Fall angewandten Theorie ihre Energie teils in Form freier Wellen, teils als an die Oberfläche gebundene Wellen (Oberflächenwellen) ausstrahlen. Genauere Untersuchungen über den in Anbetracht der elektrischen Konstanten der verschiedenen Bodenarten zu erwartenden Verlauf der elektrischen Kraftlinien wurden von J. Zenneck[2]), P. Epstein[3]) u. a. angestellt.

Besondere Schwierigkeiten bot ursprünglich die Beantwortung der Frage nach der Art der Überwindung der Erdkrümmung durch die Wellen. Auf die Darstellung der geschichtlichen Entwickelung dieses Gegenstandes möge hier verzichtet werden. Auf den von Sommerfeld gegebenen Grundlagen weiterbauend, konnte W. v. Rybczynski[4]) theoretisch zeigen, daß die gebundenen Wellen der Erdkrümmung folgen, und daß auch die freien Wellen — durch Beugung — die Erdkrümmung teilweise überwinden, so daß eine entfernte Empfangsstelle von beiden Wellenarten erreicht wird. Das Gesetz der Abnahme der Strahlungsstärke mit der Entfernung ist für beide Wellenarten verschieden, für größere Entfernungen überwiegt im allgemeinen die Wirkung der gebundenen Wellen. Die Rechnung Rybczynskis steht in befriedigender zahlenmäßiger Übereinstimmung mit den von L. W. Austin[5]) angestellten Versuchen, bei denen die Abnahme der Empfangsstärke von Wellen ($\lambda = 3{,}75$ km) längs einer Strecke von 2000 km über Seewasser bei Tage beobachtet wurde. Man wird daraus schließen dürfen, daß die hier angenommene Art der Ausbreitung der drahtlosen Zeichen grundsätzlich dem wirklichen Vorgange unter ungestörten Verhältnissen entspricht: denn bei Tage ändern sich — unter sonst gleichbleibenden Umständen an der Sende- und Empfangsstelle — die Reichweite und die Empfangsstärke der drahtlosen Zeichen nicht merklich, wogegen beide Größen nachts erhebliche zeitliche Schwankungen

[1]) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **28**, 665 (1909).
[2]) J. Zenneck, ebenda (4) **23**, 846 (1907).
[3]) P. Epstein, Jahrb. d. drahtl. Tel. **4**, 176 (1910).
[4]) W. v. Rybczynski, Ann. d. Phys. **41**, 191 (1913).
[5]) L. W. Austin, Jahrb. d. drahtl. Tel. **5**, 75 (1911).

ihrer Werte zeigen, wobei die Tageswerte oft ganz bedeutend überschritten werden. Auch gewisse Wetterlagen und der Mondschatten bei Sonnenfinsternissen zeitigen Änderungen der Reichweiten und der Empfangsstärke. Zur Erklärung dieser Tatsachen nimmt man an, daß in diesen Fällen leitende, ionisierte Luftschichten die Ausbreitung der freien Wellen stören und durch Spiegelung solche Anteile der freien Strahlung an die Erdoberfläche zurückwerfen, die sonst in den Weltraum enteilt wären [1]).

Abb. 84.



Auf die zahlreichen Möglichkeiten einer mehr oder weniger vollkommenen gerichteten drahtlosen Überland- oder Überwassertelegraphie soll hier nicht näher eingegangen werden. Nur darauf möge hingewiesen sein, daß eine solche bei Benutzung nur einer lotrechten Antenne hier aus Symmetriegründen natürlich nicht möglich ist (S. 181). Dagegen gestattet die gleichzeitige Verwendung zweier oder mehrerer solcher Antennen, sowie das Arbeiten mit schrägen oder geknickten Antennenformen, die Strahlung nach bestimmten Richtungen zu bevorzugen [2]).

Ähnliches gilt für die Ermittelung der Richtung, aus der die empfangenen Zeichen stammen (Richtungsempfang, Anpeilung). Hier hat sich — dank der hohen Vervollkommnung der Sende- und Empfangsverfahren (S. 208 ff.) — die Braunsche Rahmen-

---

[1]) Vgl. A. Sommerfeld, Jahrb. d. drahtl. Tel. **12**, 2 (1918), auch wegen der älteren Literatur.

[2]) Daß eine Richtwirkung auch bei geknickten Sendern bei vollkommener Leitfähigkeit der Führungsfläche nicht vorhanden wäre, sondern daß sie wesentlich durch die endliche Leitfähigkeit des Erdbodens bedingt ist, hat H. v. Hoerschelmann in seiner Münchener Dissertation (Leipzig, J. A. Barth, 1911) nachgewiesen.

antenne zu einem hervorragenden und leicht handlichen Hilfsmittel für genaue Richtungsbestimmungen entwickelt [1]). Sie besteht aus einigen auf dem Umfange eines flachen Rahmens aufgespulten Drahtwindungen als Selbstinduktion, deren Enden mit einer behufs Abstimmung veränderlichen Kapazität (Drehplattenkondensator) verbunden sind (Abb. 84). Die Vorrichtung ist außerdem mit einem empfindlichen Wellenanzeiger und einem Lautverstärker (S. 214) versehen. Steht die um eine lotrechte Achse drehbare Rahmenfläche senkrecht zur Ankunftsrichtung der Wellen und daher parallel zur Ebene der magnetischen Kraftringe, so daß diese sich mit der Windungsfläche nicht verketten können, so können in der Antenne keine Schwingungen induziert werden: der Fernhörer des Lautverstärkers bleibt stumm; wird nun die Rahmenebene allmählich um ihre lotrechte Achse in eine zur ursprünglichen Stellung senkrechte Lage gedreht, so wachsen die Zahl der sich mit ihr verkettenden magnetischen Kraftringe und somit gleichzeitig die Stärke der in der Antenne erzeugten Schwingungen, sowie die Lautstärke im Fernhörer zu Höchstwerten, um bei weiterer Drehung um 90° wieder bis Null abzunehmen. Die Rahmenebene fällt also in den Nullstellungen der Lautstärke mit der durch die Ankunftsrichtung der Wellen gelegten lotrechten Ebene zusammen. Hierbei bleibt es nur noch unentschieden, aus welcher der beiden möglichen, um 180° verschiedenen, auf der Erdoberfläche hierdurch ausgezeichneten Richtungen die ankommenden Wellen wirklich stammen. Doch läßt sich auch diese Schwierigkeit durch Verwendung einer Hilfsantenne überwinden [2]).

Die Reichweite, d. h. die Entfernung, bis wohin die Zeichen noch in genügend beobachtbarer Stärke wahrgenommen werden können, hängt selbstverständlich von der Stärke der ausgesendeten Wellen, sowie von dem Grade der Empfindlichkeit der verfügbaren Empfangsmittel ab. Überdies ergibt die Theorie übereinstimmend mit der Erfahrung, daß für die Zeichengebung auf große Entfernungen lange Wellen vorteilhafter sind als kurze, da sie auf gleichen Wegstrecken eine verhältnismäßig geringere Schwächung (Zerstreuung) erleiden. Einer beliebigen Steigerung der Wellen-

---

[1]) F. Braun, Jahrb. d. drahtl. Tel. **8**, 1 (1914); A. Esau, ebenda **16**, 162 (1920); A. Esau, Telefunken-Ztg. **3**, Nr. 18, S. 51 (1919).

[2]) Vgl. H. Hoffmann, Jahrb. d. drahtl. Tel. **16**, 54 (1920).

länge steht der Umstand im Wege, daß die Strahlungsfähigkeit der Sender von ausführbaren Abmessungen für lange Wellen abnimmt (S. 174), wodurch der Vorteil der geringeren Schwächung aufgehoben würde.

Neben der bisher betrachteten drahtlosen Telegraphie und Telephonie ist in den letzten Jahren die Benutzung von elektromagnetischen Drahtwellen (S. 186) für die Zwecke der Nachrichtenübertragung von hervorragender Wichtigkeit geworden. Die Daseinsbedingungen dieser Art der Zeichenvermittlung wurden durch die ungeahnte Vervollkommnung der Verfahren zur Erzeugung und zum Empfange ungedämpfter Wellen geschaffen, wovon weiterhin noch die Rede sein wird (S. 184 ff.). Die schon vorhandenen Doppelleitungen des gewöhnlichen Fernsprechverkehres können nunmehr, ohne diesen zu stören, dazu benutzt werden, um gleichzeitig die von einer (theoretisch unbegrenzten) Zahl von Sendern erzeugten Wellen verschiedener Schwingungsdauern fortzuleiten und sie einer beliebigen Anzahl von Empfangsstellen zuzuführen, deren jede nur die Wellenlänge aufnimmt, auf die sie abgestimmt ist. Wird auch das drahtlose Verfahren für viele Zwecke stets unentbehrlich bleiben, so wird es doch auf manchen Anwendungsgebieten durch die Mehrfach-Telegraphie und Telephonie mittels Drahtwellen teils entlastet, teils ersetzt werden [1]).

4. Das Verhalten der Leiter gegenüber der elektromagnetischen Strahlung.

Ähnliche Unstimmigkeiten der Theorie mit der Erfahrung, wie für die Maxwellsche Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstanten und dem Brechungsexponenten bei dielektrischen Stoffen (S. 140), bestanden auch für den Zusammenhang des Verschluckungs- und Auslöschungsvermögens der Leiter mit ihrem elektrischen Leitvermögen und mit der Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Hier wie dort wurde die Ursache für die mangelnde Übereinstimmung in dem Einflusse der Dispersion (S. 135) gemutmaßt, die auf dem Gebiete der optischen Strahlen den Verlauf der Erscheinungen wesentlich bestimmt. Hier wie dort führten Versuche

[1]) Vgl. z. B. H. Fassbender und E. Habann, Jahrb. d. drahtl. Tel. **14**, 451 (1919); **15**, 407 (1920).

mit größeren Schwingungsdauern von der optischen Seite her zu einer vollkommenen Versöhnung zwischen der Maxwellschen Theorie mit den Tatsachen. Die aus dem Verhalten der Leiter, besonders der Metalle, der Theorie erwachsene Stütze hat keine geringere Bedeutung als die auf den Eigenschaften der Nichtleiter aufgebaute. Dies rechtfertigt eine zusammenfassende Darstellung des Verhaltens der Leiter gegenüber der elektromagnetischen Strahlung, wenngleich dieser Gegenstand schon an einigen früheren Stellen kurz berührt wurde.

a) Das Verschluckungs- (Absorptions-) Vermögen der Metalle.

H. Hertz hatte gefunden, daß die Wellenlänge und daher die Geschwindigkeit elektromagnetischer Wellen gleicher Schwingungsdauer die gleiche ist an Drähten aus verschiedenen Metallen, ja sogar längs elektrolytischer Leiter[1]). Daß dies nicht genau zutrifft, aber die Unterschiede unter den gegebenen Versuchsbedingungen unter der Grenze der Beobachtungsfehler liegen, hat erst die später entwickelte Theorie gezeigt (S. 150 ff.). Bei dem damaligen Stande der Kenntnisse jedoch mußte dies Ergebnis überraschen, um so mehr, als Hertz auch gefunden hatte, daß die Höchstwerte der Funkenlänge in geometrisch gleichgebauten Resonatoren aus verschiedenen magnetischen, wie unmagnetischen Metallen, die auf denselben Erreger abgestimmt waren, vom Stoffe des Resonatordrahtes unabhängig sind[2]). Die stoffliche Natur des Leiters schien also keinerlei Einfluß auf den Schwingungsvorgang zu haben.

Als einen möglichen Weg zum Nachweis eines solchen Einflusses erkannte V. Bjerknes[3]) die Messung der Dämpfung (logarithmisches Dekrement, S. 55) des Hertzschen Resonators, und zwar auf Grund folgender Tatsachen und einer gründlichen theoretischen Behandlung der Resonatorschwingungen: Die Funkenlänge hängt unter sonst gleichen Bedingungen von der Größe der Potentialdifferenz, also von der elektrischen Energie ab (S. 19, 20). Aus der eben erwähnten Beobachtung von Hertz über die Un-

[1]) H. Hertz, Ges. Werke **2**, 121 und ebenda Anm. 15, S. 289.

[2]) Derselbe, ebenda, S. 50.

[3]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 74 (1891); **47**, 69 (1892); **48**, 592 (1893). Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handlingar **19**, Afd. I, No. 7 (1894); **20**, Afd. I, No. 4/5 (1895).

abhängigkeit der Höchstwerte der Funkenlänge vom Stoffe des Resonators war daher zu schließen, daß die verwendeten geometrisch gleich gebauten Resonatoren gleiche Mengen elektromagnetischer Energie auffangen. Unter geeigneten, leicht herstellbaren Versuchsbedingungen (schwache Koppelung des stark gedämpften Erregers mit dem schwach gedämpften Resonator, vgl. Stoßerregung, S. 188) werden somit die verschiedenen Resonatoren mit sehr annähernd gleichen Anfangsenergien ihre freien Schwingungen ausführen, indem sie einen Teil der aufgefangenen Energie in Form freier Wellen in den Raum aussenden, während sie den in das Drahtinnere eingewanderten Teil in Joulesche Wärme umwandeln. Daß ein solches Eindringen stattfindet, hatten die Hertzschen Beobachtungen über die Durchlässigkeit sehr dünner Silberschichten (S. 97, Anm. 1) gezeigt. Sowohl die Strahlungsverluste durch Abschnüren von Kraftlinien (Hertzsches Dekrement), als auch das Einwandern von Energie in den Draht und ihre Umwandlung in Wärme (Joulesches Dekrement) bewirken eine allmähliche Abnahme der Stärke der den Draht umspielenden Wellen. Beide Ursachen der Dämpfung der Resonatorschwingungen wirken gleichzeitig, lassen sich aber getrennt bestimmen, wie Bjerknes gezeigt hat. Jedenfalls aber kommen die Eigenschaften des Leiters, bei gleicher geometrischer Gestalt der Resonatoren, im Jouleschen Dekrement zum Ausdruck, während das Hertzsche Dekrement nur von der Gestalt, nicht vom Stoffe des Leiters abhängt. Bezeichnen wir die Energie der am Drahte hin und her laufenden (streifend einfallenden) gebundenen Welle mit E, den in den Draht eindringenden Bruchteil (gebrochene Welle) mit E_g, den übrig bleibenden, am Drahte weiterlaufenden (streifend zurückgeworfenen Rest) mit E_r, so gibt das Verhältnis $E_g\ E = A$ ein Maß für das Verschluckungs- (Absorptions-) Vermögen des Drahtstoffes für die betreffende Welle, wobei es vorläufig gleichgültig ist, welche Schicksale die eingedrungene Welle weiterhin im Leiter selbst erfährt. Das Verhältnis $E_r\ E = R$ mißt dementsprechend das Zurückwerfungs- (Reflexions-) Vermögen des Stoffes für streifenden Einfall. Je größer A, desto größer ist daher die Dämpfung infolge des Jouleschen Dekrementes, das aus der Gestalt der Resonanzkurve (Abb. 42, 66) bestimmt werden kann. Diese muß somit den Einfluß der stofflichen Eigenschaften der verwendeten Leiter wiederspiegeln.

Zur Aufnahme der Resonanzkurve für diesen Zweck ist der Hertzsche Funkenresonator nicht tauglich, schon deshalb, weil bei ihm die Dämpfung infolge des Funkens selbst als störende Fehlerquelle auftritt; außerdem sind Verfahren, die nur den Höchstwert der Funkenspannung messen, zur Lösung der Frage nicht geeignet, wohl aber solche, die — wie das Hertzsche Elektrometer — Mittelwerte der Schwingungen ballistisch messen und überdies den störenden Funken im Resonator vermeiden. Denn je schwächer gedämpft die Schwingungen im Resonator ablaufen, eine desto größere Ablenkung muß eine derartige Meßvorrichtung — unter im übrigen gleichen Versuchsbedingungen — erfahren. Je

Abb. 85.

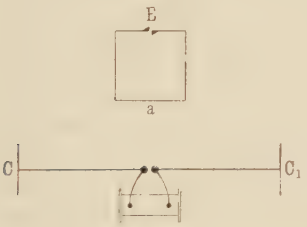
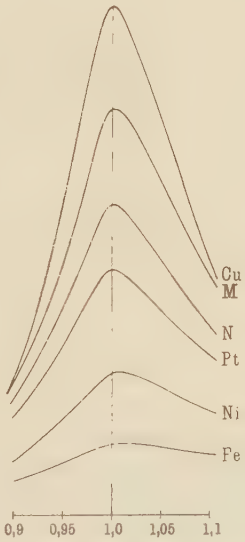


Abb. 86.



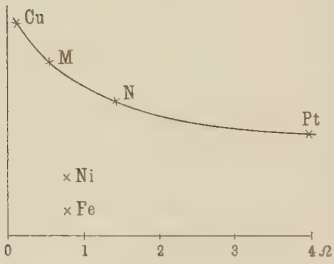
kleiner also das Verschluckungsvermögen A (und somit je größer das Zurückwerfungsvermögen R) des Resonatorstoffes ist, einen desto größeren Elektrometerausschlag wird man erwarten dürfen. Von solchen Überlegungen ausgehend, ersetzte Bjerknes[1]) die Funkenstrecke des Resonators a durch ein Hertzsches Elektrometer E (Abb. 85).

Die genau gleichen (durch dasselbe Loch gezogenen) Resonatordrähte aus Kupfer, Messing, Neusilber, Platin, Nickel, Eisen konnten gegeneinander ausgetauscht und mit dem Elektrometer E

[1]) V. Bjerknes, a. a. O.

verbunden werden. Die Schwingungsdauer des Primärkreises CC' war (durch Verschieben der Platten C, C' längs des Drahtes) veränderlich. Mit jedem Resonator wurden bei fünf verschiedenen Schwingungsdauern des Erregers die Elektrometerausschläge gemessen. Abb. 86 enthält die so aufgenommenen Resonanzkurven, wobei als Abszissen die Verhältnisse der Schwingungsdauern des Resonators und des (veränderlichen) Erregers, als Ordinaten die entsprechenden Elektrometerausschläge aufgetragen sind. In Abb. 87 sind die Widerstände der Resonatormetalle als Abszissen, die zugehörigen Höchstwerte der Resonanzkurven aus Abb. 86 als Ordinaten verzeichnet. Aus diesen Abbildungen ist, im Zusammenhalte mit dem früher Gesagten, unmittelbar zu entnehmen, daß für die verwendete Schwingungsdauer das Verschluckungsvermögen A (das Zurückwerfungsvermögen R) um so größer (kleiner) ist, je größer der spezifische Widerstand (je kleiner die spezifische Leitfähigkeit) des Resonatormetalles. Überdies zeigen die Abb. 86, 87, daß das Verschluckungsvermögen A mit der Magnetisierbarkeit des Resonatordrahtes sehr stark wächst. Daß diese Eigenschaft so raschen Schwingungen gegenüber noch in so deutlicher Weise zur Geltung kommt, ist weiter ein Beweis dafür, daß es möglich ist, den Magnetismus von Fe und Ni selbst 100 millionenmal in der Sekunde umzukehren [1]).

Abb. 87.



Die Abhängigkeit des Verschluckungsvermögens der Metalle von ihrer Leitfähigkeit kommt auch in der Ausstrahlungsfähigkeit von Hertzschen Erregern gleicher geometrischer Gestalt, aber aus verschiedenem Stoffe zum Ausdruck. Unter Ausstrahlungsfähigkeit S eines Erregers (einer Antenne) ist das Verhältnis der von ihm in Form von Wellen ausgestrahlten Energie E_s zu der ganzen ihm ursprünglich zur Verfügung stehenden Energiemenge E verstanden. Je größer nämlich das Verschluckungs-

[1]) Über das Verhalten ferromagnetischer Stoffe bei hohen Schwingungszahlen vgl. H. Fassbender, Jahrb. d. drahtl. Tel. **14**, 222 (1919).

vermögen A des Erregerdrahtes ist, ein desto größerer Teil der anfänglichen Gesamtenergie dringt während des Schwingungsverlaufes in den Draht ein, ein desto geringerer Teil bleibt daher zur Bestreitung der Ausstrahlung übrig. Man findet diese Folgerung aus der Theorie bestätigt, wenn man die Strahlung gleichgebauter Erreger aus verschiedenem Metall mit Hilfe eines und desselben Resonators mißt [1]).

Das Hertzsche Dekrement.

Hier sei auch kurz die nur in den einfachsten Fällen der mathematischen Lösung zugängliche Frage nach der Abhängigkeit des Ausstrahlungsvermögens S von Erregern aus dem gleichen Stoffe von ihrer geometrischen Gestalt erörtert (Hertzsches Dekrement).

Abb. 88.

Bilden die Erregerhälften ein sehr schmales Rechteck (geschlossener Erreger) (Abb. 88), so haben in den beiden Drahthälften 1 und 2 die Ströme stets die entgegengesetzte Richtung, und die von ihnen ausgestrahlten Wellen demnach wegen der eng benachbarten Lage der Drähte nach allen Richtungen hin einen Gangunterschied von sehr nahezu einer halben Wellenlänge; die elektrischen und magnetischen Kraftlinien von 1 und 2 haben daher stets entgegengesetzte Richtungen, so daß auch in der nächsten Umgebung des Erregers nirgends elektrische und magnetische Kräfte von erheblicher Stärke entstehen, und also auch kein erheblicher Poyntingscher Energiestrom (S. 147) zustande kommen kann. Es findet daher keine oder nur eine sehr geringe Ausstrahlung statt. Denkt man sich den Teil 2 des Erregers um F allmählich um 180° gedreht, bis der Erreger in die gestreckte Gestalt der Abb. 88 übergeht, so nimmt diese störende Wechselwirkung gleichzeitig ab, um schließlich ganz zu verschwinden. Der Erreger strahlt dann wie ein Hertzscher Dipol (S. 103). Wird also beim Übergang aus der einen Lage in die andere in passender Weise das Produkt $L.C$ und daher die Schwingungsdauer des Erregers (S. 57) unverändert erhalten, so

---

[1]) J. v. Geitler, Ann. d. Phys. (4) **22**, 246 (1907).

kann man sagen: Die Ausstrahlungsfähigkeit (das Hertzsche Dekrement) bei einem gestreckten Erreger ist größer, als bei einem geschlossenen von der gleichen Schwingungsdauer.

Betrachten wir nunmehr (Abb. 89) zwei gestreckte Erreger von gleicher Schwingungsdauer mit gleichen Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten; doch bestehe die Selbstinduktion des einen (*a*) aus einem geraden Drahte, die des anderen (*b*) aus einer Spule derselben Drahtsorte. Da der Selbstinduktionskoeffizient eines aufgespulten Drahtes viel größer ist, als der des gleichen geradlinigen Drahtes (S. 39), so wird die in der Achse

Abb. 89.

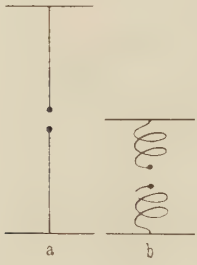
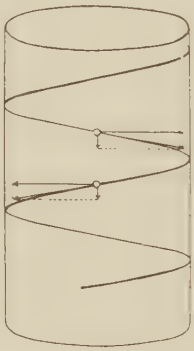


Abb. 90.

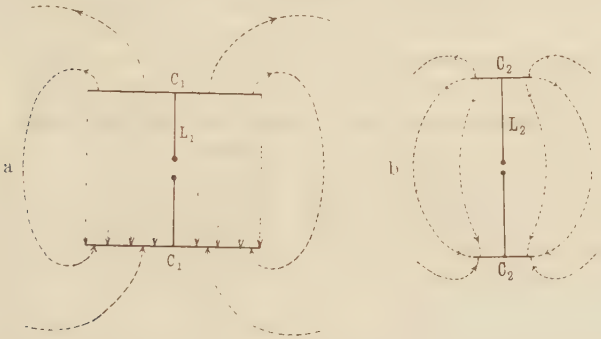


gemessene Länge der Spule gleicher Selbstinduktion viel kleiner sein, als die Länge des gleichwertigen geraden Drahtes. Die Längsausdehnung des Erregers *b* wird demnach viel kleiner sein, als die des Erregers *a*, und auch ihr Verhältnis zur erzeugten Wellenlänge viel kleiner, als das des geradlinigen Erregers [1]). Die Gesamtstrahlung des Erregers können wir uns aus den Anteilen zusammengesetzt denken, die von den einzelnen Spulenwindungen herrühren. Betrachten wir aber eine solche Windung, so sehen wir (Abb. 90), daß, wie im Falle der Abb. 88, in den gegenüberliegenden Hälften der Windung der Strom stets entgegengesetzte

[1]) Diese ist, wenn die Endkapazitäten klein sind, nahezu gleich der halben Wellenlänge der erzeugten Grundschwingung. Über die Strahlung einer geradlinigen Antenne: M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435 (1898).

Richtung hat, und aus demselben Grunde wie dort der ausgestrahlte Energiestrom nur gering sein kann. Denken wir uns den Strom in der Spule in zwei Komponenten zerlegt, deren eine überall in eine zur Spulenachse senkrecht gelegte Ebene, deren andere in die zur Achse der Schraubenlinie parallele Richtung fällt, so erkennen wir, daß nur die letzteren einander (wie beim gestreckten Erreger) unterstützen, die ersteren aber (wie beim geschlossenen Erreger) einander in ihrer Wirkung aufheben. Der gespulte Erreger kann also nur so strahlen, wie ein kurzer geradliniger, von einem schwächeren Strome erregter Sender. Daraus folgt: Das Ausstrahlungsvermögen eines gestreckten

Abb. 91.



geradlinigen Erregers ist größer, als das eines gespulten von gleicher Schwingungsdauer.

Denken wir uns endlich zwei gestreckte Erreger von gleicher Schwingungsdauer, aber verschiedener Kapazität und Selbstinduktion (Abb. 91), wobei also $C_1\ C_2 = L_2\ L_1$ sein muß. Um hier eine Abschätzung der Strahlungsfähigkeit zu gewinnen, beachten wir den Verlauf der elektrischen Kraftlinien und daher des Verschiebungsstromes (S. 30) zwischen den Kondensatorbelegungen. Wie aus Abb. 2 und Abb. 3 hervorgeht, verläuft der größte Teil der elektrischen Kraftlinien der größeren Kapazität im Innern des Kondensators parallel zum Verbindungsdrahte, und dasselbe gilt daher von dem Verschiebungsstrome, dessen Richtung dem Leitungsstrome im Drahte stets entgegengesetzt ist. Aus demselben Grunde wie bei Abb. 88 wird demnach auch hier

nur ein sehr geringer Energiestrom (Strahlung) in dem umgebenden Raum zustande kommen können. Im Falle der kleineren Kapazität dagegen verläuft ein großer Teil der Kraftlinien und des Verschiebungsstromes in gekrümmten, über den Plattenzwischenraum hinausgreifenden Linien, und nur die zum Drahte parallele Komponente des Verschiebungsstromes kann daher zur Schwächung der Strahlung beitragen. Von zwei gestreckten Erregern gleicher Schwingungsdauer hat somit der Erreger mit kleinerer Kapazität und größerem Selbstinduktionskoeffizienten die größere Ausstrahlungsfähigkeit.

Aus ähnlichen Überlegungen läßt sich auch leicht folgern, daß von zwei Erregern mit gleichen und gleichgeformten Drähten (gleichem L), aber verschiedenen Kapazitäten der Erreger von kleinerer Schwingungsdauer (und kleinerer Wellenlänge) die größere Strahlungsfähigkeit besitzt.

b) Das Auslöschungs- und Strahlungsvermögen der Metalle.
(Extinktion und Emission.)

Schon Maxwell[1]) hatte aus seiner Theorie die Folgerung gezogen, daß die Energie elektromagnetischer Schwingungen in leitenden Stoffen beim Durchlaufen sehr kurzer Wegstrecken in Wärme verwandelt wird, und die Wellen daher eine sehr rasche Auslöschung (Extinktion) erleiden. Nach den Forderungen der Theorie soll die Auslöschung eine um so kräftigere sein, je größer das Leitvermögen und die magnetische Permeabilität des Metalles und je kleiner die Schwingungsdauer der Welle ist[2]). Bis zu einem gewissen Grade fand sich die Theorie bestätigt, indem die Metalle für Licht sehr undurchlässig sind, während viele Nichtleiter sich als durchsichtig erweisen. Immerhin zeigten sich dünne Goldblättchen für Licht weit durchlässiger, als es die Theorie verlangt, und die Ordnung der Metalle nach ihrer Lichtdurchlässigkeit und ihrer elektrischen Leitfähigkeit entsprach nicht der theoretischen Reihenfolge. Auch sind die Elektrolyte viel lichtdurchlässiger, als es ihr Leitvermögen erwarten läßt, während viele

---

[1]) Maxwell, Treatise on El. and Magn. **2**, § 798.

[2]) Vgl. P. Drude, Physik d. Äthers, S. 575; E. Cohn, Das elektromagn. Feld, Kap. VII, § 2; M. Abraham, Einführung in die Maxwellsche Theorie, 4. Aufl., **1**, §§ 69, 71.

Nichtleiter undurchsichtig sind. Schon Maxwell suchte die Ursache dieser Unstimmigkeiten in dem Umstande, daß gegenüber den raschen Lichtschwingungen der Aufbau der Stoffe nicht mehr als stetig betrachtet werden darf, vielmehr schon das molekulare Feingefüge der Stoffe zur Geltung kommt, wie es sich in den Erscheinungen der Dispersion (S. 135) offenbart, die von seiner Theorie aber nicht umfaßt wurde.

Angesichts dieser Sachlage ist für die Prüfung der Maxwellschen Theorie die Frage von um so höherer Wichtigkeit, ob ihre Folgerungen für Wellen von größerer Schwingungsdauer, bei denen die Erscheinungen der Dispersion nicht zu erwarten sind, mit der Erfahrung im Einklang stehen. Mittel, um solche Erfahrungen zu gewinnen, standen zu Maxwells Zeiten nicht zur Verfügung.

Eine erste Stütze erhielt die Theorie in dieser Hinsicht durch die Versuche von V. Bjerknes[1]) über die Tiefe des Eindringens Hertzscher Wellen in die Metalle. Um diese Tiefe zu bestimmen, bediente er sich des oben beschriebenen Resonatorverfahrens. Er bestimmte zunächst den Elektrometerausschlag eines auf den Erreger genau abgestimmten Eisendrahtresonators. Dann überzog er diesen Draht galvanoplastisch allmählich mit Kupferschichten von wachsender Dicke (die durch Wägung bestimmt wurde). Für jede Schichtdicke wurde der Elektrometerausschlag neuerdings gemessen, der mit ihr allmählich größer wurde, um von einer gewissen Dicke der Cu-Schicht an

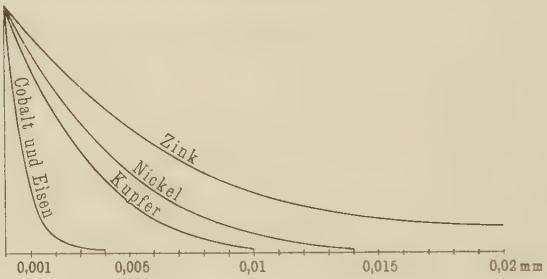
Cu auf Fe in Millimetern	Elektrometerausschlag
0	13,4
0,0009	32
0,0021	55
0,0052	87
0,0076	101,5
0,0143	106
0,0206	105
0,0283	106

[1]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **48**, 592 (1893).

der gleiche zu bleiben. Diese Dicke gibt offenbar die Grenztiefe an, bis zu der die Schwingungen in Cu eindringen. Der verkupferte Fe-Draht verhält sich dann so, als ob er ganz aus Kupfer wäre. In derselben Weise beobachtete Bjerknes das Eindringen der Wellen in Zink, das auf Fe- oder Cu-Drähte, in Nickel, in Kobalt und Eisen, die auf Cu-Drähte niedergeschlagen wurden. Die Tafel (s. v. S.) gibt den Verlauf eines Versuches mit verkupfertem Fe-Draht.

Abb. 92 stellt auf Grund der Versuche von Bjerknes für die von ihm verwendeten Wellen ($\tau = 1{,}4 \cdot 10^{-8}$ sec, Wellenlänge in Luft = 420 cm) ihre Auslöschung beim Eindringen in die verschiedenen Metalle dar. Als Abszissen sind die Tiefen unter der

Abb. 92.



Drahtoberfläche, als Ordinaten die Stärke der Wellen (bezogen auf gleiche Anfangsenergie an der Oberfläche) gewählt. Man ersieht hieraus, daß in vorzüglicher Übereinstimmung mit der Maxwellschen Theorie das Auslöschungsvermögen der Metalle mit ihrem elektrischen Leitvermögen und ihrer Magnetisierbarkeit zunimmt (S. 77).

Die Versuche von Bjerknes finden eine willkommene Ergänzung in dem Verhalten der gewöhnlichen Wechselströme. Auch diese werden bei ihrem Eindringen in den Leiter (S. 147) ausgelöscht, wobei sich die gleiche Abhängigkeit des Auslöschungsvermögens von der Leitfähigkeit und Permeabilität zeigt, wie bei den Hertzschen Wellen. Während jedoch die Grenztiefe für die raschen Hertzschen Schwingungen nur kleine Bruchteile eines Millimeters beträgt, messen die Eindringungstiefen der Wechselströme von den gebräuchlichen Schwingungsdauern nach Milli-

metern und Zentimetern, und sind um so größer, je größer die Schwingungsdauer des Stromes ist. Für Gleichstrom ($\tau = \infty$) ist die Eindringungstiefe unbegrenzt. Hierin liegt eine Bestätigung der Maxwellschen Theorie, die, wie oben erwähnt, ein Abnehmen des Auslöschungsvermögens (Zunahme der Eindringungstiefe) mit zunehmender Schwingungsdauer verlangt. Die Erscheinung, daß Wechselströme nur in die oberflächlichen Schichten der Leiter eindringen, pflegt man als Hautwirkung oder Skin-Effekt zu bezeichnen [1]). Elektrolyte schirmen ihr Inneres, entsprechend ihrer gegenüber den Metallen bedeutend geringeren elektrischen Leitfähigkeit, erst in verhältnismäßig dicken Schichten. So fand E. Branly [2]), daß ein Kohärer (S. 206) gegen die Einwirkung elektromagnetischer Wellen erst geschützt war, als er sich in einer überall 20 cm dicken Hülle aus Meerwasser befand. Auch Gase zeigen, wenn sie im Zustande elektrischer Leitfähigkeit (ionisiert) sind, Schirmwirkung gegen elektromagnetische Schwingungen [3]).

Von verschiedenen Seiten wurde die Frage aufgeworfen, ob das Spektrum der Sonnenstrahlen außer den kurzwelligen optischen und den Wärmestrahlen auch solche von noch längerer Schwingungsdauer (Hertzsche Wellen) enthalte. Ein Nachweis hierfür ist bisher nicht gelungen. E. Lecher, der die Absorption elektrischer Schwingungen in leitenden Gasen der Messung unterzogen hat [4]), weist nun darauf hin, daß Hertzsche Wellen, selbst wenn solche in der Sonnenstrahlung vorhanden wären, in den oberen Luftschichten vollkommen ausgelöscht werden müßten, da man zu der Annahme berechtigt ist, daß die Luft in etwa 60 km Höhe durch die ultraviolette Sonnenstrahlung in einen gut leitenden (ionisierten) Zustand versetzt ist [5]).

Die Folgerungen aus der Maxwellschen Theorie für das Verschluckungs- und Auslöschungsvermögen der Metalle hatten

[1]) Zur Theorie vgl. Maxwell, Treatise **2**, § 689; J. Stefan, Wien. Akad. **95**, Abt. II, 917 (1887); Wied. Ann. **41**, 400 (1890); A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **67**, 233 (1899), auch wegen anderer Literatur.

[2]) E. Branly, Journ. de Phys. (3) **9**, 144 (1900).

[3]) J. Moser, Compt. rend. **110**, 397 (1890); J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **32**, 321, 335 (1891); E. Wiedemann und H. Ebert, Wied. Ann. **49**, 32 (1893).

[4]) E. Lecher, Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 307 (1902).

[5]) Derselbe, a. a. O., S. 318.

sich ebenso bei den langsamsten Wechselströmen, wie bei den raschen Hertzschen Schwingungen vollkommen bewährt. Doch waren die Unstimmigkeiten im Gebiete der sichtbaren und ultravioletten Strahlung vorläufig noch unbehoben und ihre von Maxwell versuchte Deutung (S. 175) blieb eine bloße, wenn auch wahrscheinliche Annahme. Hier haben erst die bedeutungsvollen Versuche von E. Hagen und H. Rubens[1]) mit langwelligen Wärmestrahlen volle Klarheit gebracht und sowohl für Maxwells Theorie, als auch für seinen Erklärungsversuch einen schlagenden Beweis geliefert. Das Verschluckungsvermögen konnte nach zwei verschiedenen Verfahren gemessen, und das Versuchsergebnis an den theoretischen Formeln unmittelbar geprüft werden.

Das eine Verfahren beruht auf demselben Gedanken, der den Versuchen von Bjerknes (S. 175) zugrunde liegt, wenn er auch hier in einer anderen Form zur Durchführung kommen mußte: es wird aus dem Unterschiede zwischen der gemessenen Stärke der auf einen Metallspiegel (nahezu senkrecht) einfallenden, und der von ihm zurückgeworfenen Strahlung $(E - E_r)$ die Stärke der eingedrungenen (verschluckten) Strahlung (E_g) bestimmt. Werden E_r und E_g in Hundertteilen von E ausgedrückt (e_r, e_g), also die einfallende Energie $E = 100$ gesetzt, so ist:

$$e_g = 100 - e_r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

Die Theorie ihrerseits fordert, daß zwischen der Schwingungsdauer bzw. der Wellenlänge λ der Strahlung, dem Verschluckungsvermögen des Metalles für diese Wellenlänge e_g und seinem elektrischen Leitvermögen $\varkappa$ die folgende Beziehung bestehe[2]):

$$e_g \cdot \sqrt{\varkappa} = \frac{p}{\sqrt{\lambda}} = C_\lambda, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

wobei der Zahlenwert des Zählers p nur von der Wahl der Einheiten abhängt, in denen die anderen Größen gemessen werden[3]).

---

[1]) E. Hagen und H. Rubens, Ann. d. Phys. (4) **11**, 873 (1903).

[2]) Vgl. P. Drude, Physik d. Äthers, S. 574 (1894); Hagen und Rubens, a. a. O., S. 886.

[3]) Bedeutet (wie bei Hagen und Rubens) z. B. $\varkappa$ das Leitvermögen eines Drahtes von 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt, λ die Wellenlänge in tausendstel Millimetern, so ist $p = 36{,}5$. Für die Definition von $\varkappa$ nach S. 26, Anm. 3 wäre dieser Zahlenwert 10^{-4}mal kleiner.

Das Produkt $e_g . \sqrt{\varkappa}$ hat somit nach der Theorie für alle Metalle bei gegebener Wellenlänge einen und denselben Wert C_λ, der bei zunehmender Schwingungsdauer (Wellenlänge) im umgekehrten Verhältnisse zu $\sqrt{\lambda}$ abnimmt. Indem Hagen und Rubens für mehrere Wellenlängen an verschiedenen Metallen die Werte von e_g [Gleichung (18)] beobachteten und sie, sowie die ebenfalls aus Messungen bekannten Werte von $\varkappa$ und λ in Gleichung (19) einsetzten, fanden sie eine um so bessere Übereinstimmung mit der Theorie, je längere, jenseits des Gebietes der „anomalen Absorption" (S. 138) der Metalle gelegene Wellen der Untersuchung unterzogen wurden.

Dies Verfahren gestattet aber nur dann genügend genaue Messungen, wenn e_g hinreichend groß ist, e_r also nicht sehr nahe an 100 v. H. beträgt.

Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so kommt ein zweites — bei Hertzschen Wellen nicht anwendbares — Verfahren in Betracht, das auf dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetze aufgebaut ist. Dieses besagt, daß für einen Stoff von gegebener Temperatur T sein Verschluckungsvermögen (e_g) für eine Strahlung von der Schwingungsdauer τ (Wellenlänge in Luft λ) gleich ist dem Verhältnisse zwischen seinem Strahlungsvermögen e für diese Schwingungsdauer und dem Strahlungsvermögen $\mathfrak{E}$ eines „schwarzen Körpers" (S. 117) von derselben Temperatur für die gleiche Wellenlänge:

$$e_g = \frac{e}{\mathfrak{E}} \text{ (Kirchhoffsches Gesetz) } \ldots\ldots (20)$$

Wird somit durch Strahlungsmessungen die Energie bestimmt, mit welcher eine bestimmte Schwingungsdauer einesteils an der Strahlung des auf eine bestimmte Temperatur erhitzten Metalles, andernteils an der eines „schwarzen Körpers" von derselben Temperatur beteiligt ist, so liefert Gleichung (20) das Verschluckungsvermögen des Metalles. Die derart an verschiedenen Metallen und Legierungen und bei verschiedenen Wellenlängen beobachteten Werte von e_g erfüllten wiederum die theoretisch geforderte Beziehung Gleichung (19) in vorzüglicher Weise. In folgender Zusammenstellung sind die Mittelwerte von C_λ aus den Beobachtungen von Hagen und Rubens an sieben Metallen und

fünf Legierungen für vier verschiedene Wellenlängen, nebst den theoretischen Werten von C_λ nach Gleichung (19) angeführt:

λ in mm	C_λ theoretisch	C_λ beob. Mittelwert
0,004	18,25	19,4
0,008	12,9	13,0
0,012	10,54	11,0
0,0255	7,23	7,32

Die in Gleichung (19) enthaltene Beziehung gestattet noch eine weitere Prüfung der Maxwellschen Theorie. Bekanntlich steigt der Widerstand, und es sinkt daher das Leitvermögen $\varkappa$ der Metalle bei steigender Temperatur. Da C_λ in Gleichung (19) nur von der Wellenlänge, nicht aber von der Temperatur abhängt, so muß, wenn die Theorie richtig ist, das Verschluckungsvermögen e_g eines Metalles für eine gegebene Wellenlänge mit steigender Temperatur derart steigen, daß trotz der Abnahme von $\sqrt{\varkappa}$ das Produkt $e_g . \sqrt{\varkappa}$ hierbei seinen Wert nicht ändert. Hagen und Rubens fanden bei ihren Versuchen an Platin mit Wellen von 0,0255 mm auch diese Folgerung innerhalb der Temperaturgrenzen von 170 bis 1500° C in befriedigender Weise bestätigt.

P. Drude hat den Brechungsexponenten n und das Auslöschungsvermögen g aus der Maxwellschen Theorie berechnet, und dabei gefunden, daß für Metalle (bei senkrechtem Einfalle der Strahlung) diese Werte mit sehr großer Annäherung einander gleich sind und durch folgende Formel dargestellt werden:

$$n = g = 5{,}48 . \sqrt{\varkappa . \lambda} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

Eine unmittelbare Prüfung dieser Formel durch Messung von n und g ist nicht möglich, da man hierbei für Wärmestrahlen auf kaum überwindliche Versuchsschwierigkeiten stößt. Hingegen können n und g durch Strahlungsmessungen gefunden werden. Denn mit Rücksicht auf Gleichung (19) und S. 178, Anm. 3 folgt aus Gleichung (21):

$$n = g = 5{,}48 \cdot \frac{36{,}5}{e_g} = \frac{200}{e_g} \quad \ldots\ldots \quad (22)$$

Beide Größen lassen sich daher aus Messungen von e_g nach einem der angegebenen Verfahren bestimmen. Dem Wesen nach stehen

jedenfalls die Versuche von Bjerknes (S. 175) mit Gleichung (21) in bestem Einklange. Es verdient jedoch hervorgehoben zu werden, daß die Permeabilität μ, deren Einfluß sich im Gebiete der Hertzschen Wellen sehr deutlich geltend macht (S. 170, 176), bei den Rubensschen Wellen nicht zutage tritt, so daß hier $\mu = 1$ angenommen werden muß [1]).

Als besonders bemerkenswert sei noch erwähnt, daß es infolge der Bestätigung der Gleichung (19) durch Hagen und Rubens grundsätzlich möglich geworden ist, mit Hilfe bloßer Strahlungsmessungen absolute elektrische Widerstandsbestimmungen auszuführen. Denn nach Gleichung (19) ist:

$$\varkappa = \left(\frac{C_l}{c_g}\right)^2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (23)$$

III. Verfahren zur Erzeugung und Beobachtung elektromagnetischer Wellen.

G. Marconi hat (1896) den bedeutsamen Schritt getan, Hertzsche Wellen in den Dienst der Zeichenvermittlung in die Ferne zu stellen. Sein Sender (seither Antenne genannt) bestand aus einem lotrecht ausgespannten, mehrere Meter langen, am unteren Ende geerdeten Drahte (Abb. 93), in den eine Funkenstrecke F eingefügt ist, mit der die Pole der Stromquelle verbunden sind. Marconis Senderantenne ist somit nichts als eine besondere Form des Hertzschen Erregers mit allen seinen Vorzügen und Nachteilen. Beim Empfang der Wellen konnte Marconi als tauglichen Ersatz für das Hertzsche Resonatorfünkchen einen magnetischen Detektor (S. 215), sowie den schon von Popoff zur Untersuchung atmosphärischer elektrischer Störungen benutzten Branlyschen Kohärer (S. 206) verwenden, den er in die Empfangsantenne einfügte. Popoff hatte sich schon früher eines Blitzableiters als Empfangsantenne bedient (1895).

Abb. 93.

Schon H. Hertz hatte auf die Unzulänglichkeit des dazumal einzigen Verfahrens zur Erzeugung rascher Schwingungen mit

[1]) Vgl. hierzu P. Drude, Physik d. Äthers, S. 561.

Hilfe der Funkenentladung deutlich hingewiesen (S. 82). Auch der Kohärer ließ manche Wünsche nach einer zuverlässigen Empfangsvorrichtung unerfüllt. Die Bedürfnisse des neugeschaffenen Zweiges der angewandten Physik gaben den gewaltigen Anreiz zur Suche nach besseren Verfahren. So sind unter steter gegenseitig befruchtender Wechselwirkung zwischen der reinen Physik und ihrem Anwendungsgebiete eine Fülle neuer wichtiger wissenschaftlicher Erkenntnisse und bewundernswerter technischer Errungenschaften gezeitigt worden.

A. Theorie der Schwingungserzeugung.

Einen einheitlichen und allgemeinen Standpunkt gegenüber den meisten der zur Lösung dieser Aufgabe gefundenen Verfahren gibt H. Barkhausens[1]) Theorie der Schwingungserzeugung. Deshalb sollen ihre Ergebnisse der Besprechung der einzelnen Verfahren vorangestellt werden, wenn auch diese Reihenfolge der geschichtlichen Entwickelung nur teilweise entspricht.

Die einen Stromkreis kennzeichnenden Größen sind sein Widerstand w, der Selbstinduktionskoeffizient L und die Kapazität C. Die Verteilung dieser Größen im Stromkreis kann verschieden sein, auch sind nicht immer alle gleichzeitig in einem Stromkreise vorhanden.

Es sind nun mehrere Fälle denkbar: entweder sind die w, L, C sämtlich unveränderliche Größen, oder aber es ist ihre Gesamtheit oder wenigstens ein Teil von ihnen durch äußere Einflüsse oder selbsttätig[2]) veränderlich. Die Veränderungen wieder können vorübergehend sein, oder (und nur von dieser Art ist weiterhin die Rede) in regelmäßiger zeitlicher Wiederkehr einander folgen. Nach Barkhausen bezeichnet man die Größen w, L, C gemeinsam als „Wechselwiderstände".

Die elektromotorische Kraft der Stromquelle kann unveränderlich sein (reine Gleichspannung; galvanisches Element) oder um einen Mittelwert schwanken. Ist dieser Mittelwert Null, so

[1]) H. Barkhausen, „Das Problem der Schwingungserzeugung" (Leipzig, S. Hirzel, 1907). Das Buch behandelt auch die Verfahren zur Erzeugung mechanischer Schwingungen.

[2]) D. h. infolge von Vorgängen, die vom Strome selbst hervorgerufen werden.

spricht man von einer reinen Wechselspannung (z. B. Wechselstromdynamomaschine, Erreger ohne Funkenstrecke, Abb. 23). Es sind daher folgende Fälle zu unterscheiden:

1. Gruppe: Stromkreis mit unveränderlichen w, L, C.
   a) mit reiner Gleichspannung,
   b) mit reiner Wechselspannung;
2. Gruppe: Stromkreis mit mindestens einem veränderlichen Wechselwiderstand.
   c) mit reiner Gleichspannung,
   d) mit reiner Wechselspannung (vgl. oben).

Für die 1. Gruppe ist es unmittelbar einleuchtend und auch theoretisch leicht zu zeigen, daß im Falle a) stets ein reiner Gleichstrom, im Falle b) unter allen Umständen ein reiner Wechselstrom erzeugt wird [1]).

Für die zweite Gruppe konnte Barkhausen aus den hierfür geltenden Gleichungen schließen, daß ein von einem reinen Wechselstrom überlagerter Gleichstrom (Wellenstrom) erzeugt wird, wenn im Falle c) eine beliebige der Größen w, L, C — im Falle d) der Widerstand w sich in regelmäßiger Zeitfolge ändert. Unter den angegebenen Bedingungen kann also mit Hilfe einer reinen Gleichspannung ein (überlagerter) Wechselstrom (Schwingung), mittels einer reinen Wechselspannung ein (überlagerter) Gleichstrom hervorgebracht werden.

Ohne Rechnung lassen sich diese Ergebnisse durch folgende Überlegungen verstehen. Ist der Widerstand w regelmäßig veränderlich, so wird dadurch im Falle c) bewirkt, daß der Strom im gleichen Zeitmaße um einen Mittelwert schwankt. Man kann ihn daher als einen diesem Mittelwert entsprechenden Gleichstrom betrachten, dem ein den Schwankungen entsprechender Wechselstrom überlagert ist. [Veränderlichkeit von w durch äußere

---

[1]) Ist in die Strombahn eine Kapazität eingefügt, so fließt im Falle a) ein Strom nur so lange, bis C auf die Potentialdifferenz der Stromquelle geladen ist (Blockkondensator), während bei Wechselspannung (Fall b) die Kapazität den Wechselstrom nicht unterbindet. Beide Tatsachen finden in den Eigenschaften des Verschiebungsstromes (S. 30) ihre einfache Erklärung.

Einflüsse: Mikrophon; selbsttätig: Wehnelt-[1]) oder Simon-Unterbrecher][2]). Im Falle d) wirkt der in passendem Zeitmaße veränderliche Widerstand w nach Art einer mehr oder weniger vollkommenen Sperrklappe (Ventil); die entgegengesetzten Wechselstromphasen werden verschieden stark durchgelassen, so daß ein Überwiegen der einen Stromrichtung eintritt. [Veränderlichkeit von w durch äußere Einflüsse: Kollektor der Gleichstromdynamomaschine; selbsttätig: Quecksilberdampflampe, Detektoren (S. 210 ff.)][3]). Es verdient bemerkt zu werden, daß der gleiche Erfolg, wie durch ein veränderliches w, auch durch eine in passendem Zeitmaße in dem betreffenden Stromzweige auftretende und verschwindende elektromotorische Kraft erzielt würde, die nur der einen Wechselstromphase entgegenwirkt. Dadurch würde eine Veränderlichkeit von w vorgetäuscht. Ob bei den weiterhin zu besprechenden Detektoren (S. 213) das eine oder andere der Wirklichkeit entspricht, ist bisher unentschieden.

Regelmäßig veränderliche Selbstinduktionen L (Wechselstromdynamomaschinen) oder Kapazitäten (Wechselstrominfluenzmaschinen) erzeugen stets nur reine Wechselspannungen. Sie können daher wohl im Falle c) einen dem Gleichstrom überlagerten Wechselstrom hervorbringen, nicht aber im Falle d) einen überlagerten Gleichstrom.

Als bewerkenswert sei noch erwähnt, daß nach Barkhausen zwar allen Arten von Wechselwiderständen durch äußere Einwirkung eine zeitlich regelmäßige Veränderung erteilt werden kann, der Strom jedoch dies selbsttätig nur beim Widerstande w, nicht aber bei L und C zu tun imstande ist.

B. Erzeugung elektromagnetischer Wellen.

Zunächst möge die Rolle gekennzeichnet werden, die den verschiedenen Arten veränderlicher Wechselwiderstände (w, L, C) bei der Schwingungserzeugung zukommt. Ist ihre Veränderlichkeit durch äußere Einwirkungen hervorgerufen, so sind

[1]) A. Wehnelt, Wied. Ann. **68**, 233 (1899).

[2]) H. Th. Simon, ebenda, S. 860.

[3]) v. Geitler, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 443 (1909), auch wegen älterer Literatur. — Dieser Fall liegt auch, damals unerkannt, bei den Versuchen von Birkeland [Wied. Ann. **47**, 583 (1892) und **52**, 486 (1894)] vor.

die von ihnen verursachten Schwingungen (Wechselströme) stets erzwungene Schwingungen, deren Schwingungsdauer durch das Zeitmaß der äußeren Einwirkung bestimmt ist. Jede geschlossene Wechselstrombahn und jeder Mikrophonkreis, Anordnungen, die selbst keiner Eigenschwingung fähig sind, lassen dies erkennen. Aber auch dann erfolgen die erzwungenen Schwingungen im Zeitmaße der äußeren Einwirkung, wenn es sich um ein schwingungsfähiges Gebilde handelt: nur werden sie in diesem Falle besonders kräftig auftreten können, wenn die freie Eigenschwingungsdauer des Gebildes mit der äußeren Einwirkung in Resonanz steht (z. B. Wechselstrommaschine geschlossen durch hintereinandergeschaltete Selbstinduktion und Kapazität; Hochfrequenzmaschine, S. 199). Bei selbsttätiger Veränderlichkeit, die (vgl. oben) nur bei w vorkommen kann, ist die Schwingungsdauer wesentlich von den unveränderlichen Bestimmungsstücken des Stromkreises und von der „Kennlinie (Charakteristik)“ des veränderlichen Widerstandes (S. 28) abhängig. Dies gilt gleichermaßen für Strombahnen oder Stromzweige, denen keine Eigenschwingungsdauer zukommt (z. B. geschlossener Gleichstromkreis mit Wehneltunterbrecher), wie für schwingungsfähige Gebilde, für welch letzten Fall die Verfahren zur Schwingungserzeugung mit Hilfe elektrischer Entladungen (vgl. die folgenden Abschnitte) verschiedene Beispiele liefern. Auch hier stimmt die Schwingungsdauer des erzeugten Wechselstromes nur in Sonderfällen mit der freien Eigenschwingung des erregten Gebildes überein (z. B. Funkenentladung; Duddellscher Lichtbogen, S. 190).

Der wissenschaftliche Versuch und die technische Anwendung erheischen meist eine möglichst scharfe Resonanzfähigkeit der untersuchten Wellen. Häufig, insbesondere bei Überwindung weiter Entfernungen, wird eine möglichst große Energie der Strahlung erfordert. In beiden Richtungen sind dem gewöhnlichen Funkenerreger enge Grenzen gezogen. Seine starke Dämpfung steht der Resonanzschärfe im Wege (vgl. Abb. 86). Große Schwingungsweite (Stärke) ist nur durch Anwendung großer Kapazitäten und Potentialdifferenzen, d. h. langer Funkenstrecken im Erreger zu erreichen; hierdurch wird jedoch im allgemeinen die Strahlungsfähigkeit (S. 171 ff.) vermindert und die schädliche Dämpfung der Schwingungen erhöht. Eine möglichst ununterbrochene Ausstrahlung zur Steigerung der entsendeten Energie wäre erwünscht. Die erreichbare

Zahl wirksamer Funkenentladungen in der Sekunde kann aber nicht so weit getrieben werden, daß von einer ununterbrochenen Strahlung die Rede sein könnte. Denn wenn etwa bei jedem Funken ein gedämpfter Wellenzug von zehn Wellenlängen zur Aussendung gelangt, so wäre (S. 102)

für eine Wellenlänge von	0,3 m	3000 m
d. h. eine Schwingungsdauer von	10^{-9} sec,	10^{-5} sec
die Gesamtstrahlungszeit während 1 Sek. nur		
bei 100 Funken in der Sekunde	10^{-6} „	10^{-2} „
„ 1000 „ „ „ „	10^{-5} „	10^{-1} „

„Anhaltende“ Schwingungen[1]) sind also auf diesem Wege auch nicht annähernd, sehr schwach gedämpfte oder ungedämpfte aber überhaupt nicht zu gewinnen. Und doch sind gerade diese das erstrebenswerte Ziel. Denn unter der Voraussetzung entsprechend scharf abstimmbarer, also möglichst ungedämpfter Resonatoren (Empfänger) vermögen schwach gedämpfte oder ungedämpfte Wellen selbst bei geringerer Energie stärkere Resonanzschwingungen hervorzurufen, als dies kräftigere, aber stark gedämpfte Wellen imstande sind. Auch gewährt nur das Arbeiten mit ungedämpften Wellen die Möglichkeit einer scharfen Abstimmung der Empfänger (S. 123). Nur unter dieser Voraussetzung kann ein Empfänger aus dem Gewirre der Wellen, die von mehreren, in ihrer Schwingungsdauer nur wenig voneinander abweichenden Erregern gleichzeitig ausgesendet werden, die Zeichen eines bestimmten Erregers aussondern, ohne von den anderen gestört zu werden. Es ist somit klar, daß die Verwendung ungedämpfter Schwingungen eine der wichtigsten Forderungen der Fernmeldetechnik mittels elektromagnetischer Wellen sein mußte, durch deren Erfüllung die sogenannte drahtlose Telegraphie, sowie die Telegraphie mit Drahtwellen (S. 166) als wirkliches Verkehrsmittel überhaupt erst lebensfähig geworden ist.

Zunächst nur tastend und vom Zufall begünstigt, dann jedoch planmäßig und zielbewußt fortschreitend, ist es auf verschiedenen Wegen gelungen, immer vollkommenere Verfahren zu finden. Einige dieser Wege sollen kurz beschrieben werden. Der Aufstieg zum

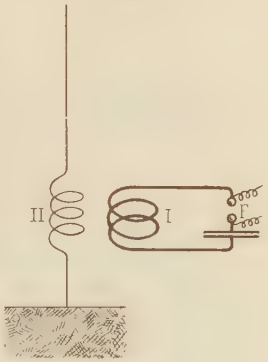
[1]) D. h. solche, bei denen sich die aufeinanderfolgenden Wellenzüge lückenlos aneinanderreihen.

vollen Erfolg beginnt offenbar bei der Erzeugung hinreichend kräftiger, schwach gedämpfter Schwingungen überhaupt und der tunlichsten Steigerung ihrer sekundlichen Zahl behufs Erzielung „anhaltender" Strahlung und endet mit der Herstellung ungedämpfter Schwingungen von genügender Stärke.

1. Schwach gedämpfte Schwingungen.

Die Ursachen der Dämpfung im Erreger sind einesteils in der Entwickelung Joulescher Wärme, überdies von Licht und Schall im Funken, sowie im „Sprühen" der Drähte und Kondensatoren (Büschel- und Gleitentladungen) und in Isolationsfehlern, andernteils in der Ausstrahlung von Wellen in den umgebenden Raum gelegen. Die erstgenannten Ursachen begründen durchaus schädliche und nutzlose Verluste. Sie können durch Verringerung des Widerstandes, durch völlige Vermeidung einer Funkenstrecke im eigentlichen Sender, endlich durch Verhütung des Sprühens und Verwendung guter Isolatoren vermindert und teilweise ganz vermieden werden. Dagegen sind die Energieverluste des Senders durch Strahlung geradezu erwünscht und notwendig, wenn eben die Strahlung Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchung oder technischer Verwendung sein soll; aber auch hier wird es nützlich sein, die Strahlungsfähigkeit des Senders (S. 171 ff.) nicht über das erforderliche Maß hinaus zu steigern.

Abb. 94.



Den wichtigen Schritt zur Vermeidung der Funkenstrecke hat zuerst F. Braun [1]) durch Einführung des gekoppelten Erregers getan. Die Schwingungen werden zwar in dem mit der Funkenstrecke *F* (Abb. 94) versehenen stark gedämpften Hertzschen Kreise *I* erzeugt, doch ist dieser mit der auf ihn abgestimmten Antenne *II* gekoppelt, die keine Funkenstrecke und daher nur geringe Dämpfung besitzt. Überdies hat *I* infolge seiner nahezu geschlossenen Form nur eine sehr geringe Strahlungs-

[1]) Patent 1898 (nach J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Tel.).

fähigkeit (S. 171), während die Strahlungsfähigkeit von *II* durch passende Wahl des Verhältnisses zwischen dem geraden und dem aufgespulten Teile des Drahtes in weiten Grenzen geregelt werden kann. Die beiden Koppelungsschwingungen (S. 127 ff.) müssen sich in die von *I* aus der Stromquelle aufgenommene Energie teilen. Für den Empfänger, der nur auf die eine der beiden Schwingungen abgestimmt ist, geht daher die Energie der anderen verloren. Trotzdem macht infolge der schwachen Dämpfung die schärfere Resonanz diesen Verlust wett. Hierzu kommt noch, daß bei der Braunschen Anordnung große Kapazitäten und daher (S. 19, 20) große Energiemengen in Verwendung treten können. Infolge dieser Umstände ist die Reichweite des gekoppelten Braunschen Senders der des ursprünglichen Marconisenders weit überlegen.

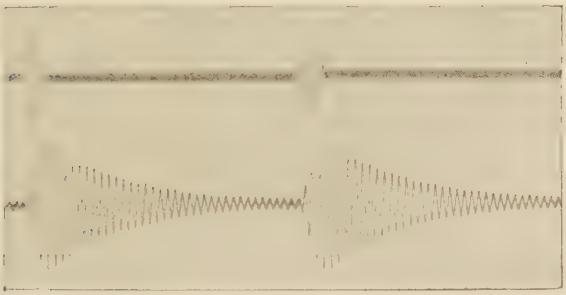
So grundlegend die Verwendung gekoppelter Sender auch war, so erwies sich die Braunsche Anordnung doch als verbesserungsbedürftig, aber auch als verbesserungsfähig. Ihren Mängeln hat M. Wien[1]) in glücklichster Weise durch seine Entdeckung der „Stoßerregung“ mittels „Löschfunken“ (und Löschröhren) abzuhelfen vermocht. Er fand, daß bei Verkürzung der Funkenstrecke *F* (Abb. 94) neben den hierbei schwächer werdenden Koppelungsschwingungen allmählich die freie Eigenschwingung des Teiles *II* stark hervortritt und bei weiterer Verkleinerung der Unterbrechungsstelle schließlich allein übrig bleibt. Dies überraschende Verhalten fand seine Erklärung darin, daß die elektrische Leitfähigkeit (Ionisierung) so kurzer Funkenstrecken sehr rasch abnimmt, da die Ionen von den Elektroden sehr schnell aus dem engen Felde herausgeholt werden. Dadurch kann es erreicht werden, daß die Leitfähigkeit der Funkenstrecke *F* in dem Augenblicke erlischt, wo die gesamte Energie von *I* nach *II* hinübergewandert ist; da nach Unterbrechung der Strombahn bei *F* die Teile *I* und *II* gar nicht mehr aufeinander abgestimmt sind, so ist die Koppelung dadurch so gut wie aufgehoben, und *II* ist somit imstande, seine freie, schwach

---

[1]) M. Wien, Phys. Zeitschr. **7**, 872 (1906); Jahrb. d. drahtl. Tel. **1**, 469 (1907); Phys. Zeitschr. **11**, 76 (1910). Über Stoßerregung für kurze Wellen vgl.: G. Mie, Phys. Zeitschr. **11**, 1035 (1910); C. Settnick, Ann. d. Phys. **34**, 565 (1911); M. Vos (elektrodenlose Löschröhren), Jahrb. d. drahtl. Tel. **7**, 307 (1913); Masing und Wiesinger, Phys. Zeitschr. **16**, 185 (1915); V. Pieck, Jahrb. d. drahtl. Tel. **15**, 40 (1920).

gedämpfte Eigenschwingung auszuführen (S. 129). Solche Lösch- oder Zischfunken lassen sich zu vielen Hunderten in der Sekunde in regelmäßiger Folge herstellen, wodurch ein musikalischer Ton erzeugt wird (S. 59). Gegenüber dem Braunschen Verfahren haben also die Wienschen Löschfunken den dreifachen Vorteil, daß die ganze dem Kreise zugeführte Energie in einheitlicher Form von *II* zur Ausstrahlung gelangt, daß die beim wiederholten Hin- und Herpendeln der Energie zwischen Teil *I* und *II* des Braunschen Erregers unvermeidlichen Verluste hier vollkommen vermieden sind, und daß die Funkenfolge in hohem Maße gesteigert, also angesichts der geringen Dämpfung eine „anhaltende" Strahlung erzeugt werden kann. Wegen der Kleinheit der zur Überbrückung

Abb. 95.



der Löschfunkenstrecke erforderlichen Potentialdifferenz wäre allerdings die Energie der einzelnen Wellenzüge und daher auch ihre Gesamtenergie oft zu gering. Doch läßt sich die Energie leicht steigern, indem man mehrere Löschfunkenstrecken hintereinander schaltet, die Funkenbahn bei *F* somit „unterteilt" [1]). Die erforderliche Potentialdifferenz und Energie steigt dann im geraden Verhältnis mit der Zahl der Funkenstrecken. Abb. 95 zeigt den Verlauf der Schwingungen im primären (oben) und sekundären (unten) Leiter eines Wienschen „Stoßkreises". Diese Benennung kennzeichnet treffend die Art der Erregung, die mit der Schallerzeugung durch Anschlagen einer Saite oder Stimmgabel verglichen werden kann. In noch vollkommenerer Weise ist diese

[1]) Espinosa de los Monteros, Jahrb. d. drahtl. Tel. **1**, 480 (1908).

Art der Erregung im „aperiodischen“ Kreise von Eichhorn[1]) nachgeahmt, der vielfach als Stationsprüfer Anwendung findet.

Es sei noch erwähnt, daß für die Schnelligkeit der Entionisierung außer der Kürze des Feldes auch das Herrschen möglichst niederer Temperatur günstig ist. Um die besonders bei Dauerbetrieb störende Erwärmung rasch zu beseitigen, ist es nötig, die Elektroden aus Platten gut wärmeleitender Metalle (Kupfer, versilbertes Kupfer) herzustellen, wohl auch sie noch mit anderen Kühlvorrichtungen zu versehen (S. 192).

R. H. Rendahl[2]) und B. Glatzel[3]) haben mit gutem Erfolge an Stelle von Löschfunkenstrecken aus festem Metall Quecksilber-Vakuumfunkenstrecken zur Anwendung gebracht.

2. Ungedämpfte Schwingungen.

a) Lichtbogenverfahren.

Neue Wege, auf denen an die Stelle der Funken die elektrische Lichtbogenentladung trat, wurden von W. Duddell[4]) und V. Poulsen[5]) beschritten.

W. Duddell[4]) beschreibt sein Verfahren folgendermaßen: „Wenn ein Gleichstrom- oder Wechselstromlichtbogen durch einen Luft- oder Kohlensäurestrom oder durch ein senkrecht zu ihm gerichtetes magnetisches Feld ausgeblasen wird, so entzündet er sich unter günstigen Bedingungen von selbst wieder; bei fortgesetztem Blasen verlischt er und entzündet sich mit großer Geschwindigkeit immer wieder, wobei er einen schrillen Ton aussendet. H. Blondel [Lum. El. **43**, 54 (1893)] hat bei einem Wechselstrombogen 3000 bis 4000 solcher Wiederentzündungen in der Sekunde, H. Abraham (Soc. franç. de phys. Séances 1899, II, p. 70) im Falle eines Flammenbogens 100000 in der Sekunde gefunden.“ Doch ist die Erscheinung unregelmäßig. „Um diese Unregelmäßigkeit zu überwinden, verband ich die Belege eines Kondensators (etwa 5 Mikrofarad) mit den Polen des Gleichstrom-

---

[1]) G. Eichhorn, D. R.-P. 157056 (1903) (nach Zenneck, Lehrb., 3. Aufl., S. 498).

[2]) R. H. Rendahl, Phys. Zeitschr. **9**, 203 (1908).

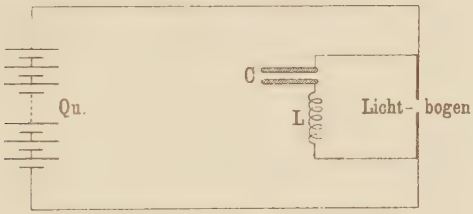
[3]) B. Glatzel, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 54, 464 (1908); Jahrb. d. drahtl. Tel. **2**, 65 (1908).

[4]) W. Duddell, The Electrician, Dec. 14, Dec. 21 (1900).

[5]) V. Poulsen, Elektrotechn. Zeitschr. **27**, 1040 (1906).

bogens; da fand ich zu meiner Überraschung, daß dieser auch dann mit Unterbrechungen auftrat, wenn er in keiner Weise angeblasen wurde. Ein Gleichstromlichtbogen von passender Länge und Stromstärke zwischen Kohlenelektroden gibt also einen musikalischen Ton, wenn ihm ein Kondensator mit Selbstinduktion, wie in Abb. 96, parallel geschaltet wird, selbst wenn die Stromquelle (*Qu*) vollständig unveränderlich und der Lichtbogen soviel als möglich vor jeder äußeren Störung geschützt ist. Ich finde, daß der Ton durch schwingende Ströme in dem aus dem Kondensator *C*, Selbstinduktion *L* und Lichtbogen gebildeten Stromkreise entsteht, und daß seine Höhe durch die elektrische Schwingungsdauer dieses Kreises bestimmt ist. Bei Vernachlässigung des

Abb. 96.



Widerstandes, der ... klein sein muß, ist die Schwingungsdauer des Kreises $\tau = 2\pi\sqrt{LC}$. Durch Schätzen der Tonhöhe hat sich ergeben, daß dies mit Annäherung der Fall ist, so daß für Vorlesungszwecke Kelvins Gesetz (S. 57) leicht gezeigt werden kann. Als obere Grenze finde ich etwa 10 000 in der Sekunde [1]), die untere Grenze liegt, wenn eine solche überhaupt vorhanden ist, weit unter 500 Schwingungen in der Sekunde."

Es bedarf kaum des Hinweises, daß die Entstehungsursache des Tones im singenden Bogen von Duddell dieselbe ist, wie in Lodges auf S. 59 erwähnten Versuchen [und in dem von H. Th. Simon [2]) entdeckten sprechenden und lauschenden Lichtbogen]. Genau dieselbe Versuchsanordnung (Abb. 96) wie Duddell hatte schon E. Lecher [3]) bei Versuchen über den elektrischen Licht-

[1]) H. Th. Simon und M. Reich (Phys. Zeitschr. 1901, 3. Jahrg., S. 278 ff.) geben 30 000 bis 40 000 als obere Grenze an.

[2]) H. Th. Simon, Wied. Ann. **64**, 233 (1898).

[3]) E. Lecher, Wied. Ann. **33**, 635 (1888); Wien. Akad. **95** (1887).

bogen verwendet und die im Kreise $C-L-$Bogen entstehenden Schwingungen durch ihre induzierende Wirkung nachgewiesen. „Dem Tönen des Lichtbogens, an das ich mich nun nachträglich deutlich erinnere, legte ich keine Bedeutung bei, und ließ es in meiner Arbeit leider unerwähnt [1]).“

Die Rolle des Gleichstromes im Duddellschen Lichtbogen ähnelt der des Fiedelbogens bei einer gestrichenen Saite oder des Luftstromes bei einer angeblasenen Pfeife. Die im Lichtbogen in Wechselstromenergie umgewandelte Energie des Gleichstromes ersetzt die durch die dämpfenden Ursachen bewirkten Verluste.

Das Duddellsche Verfahren liefert keine genügend raschen Schwingungen von hinreichender Stärke. Seine theoretische Wichtigkeit wird dadurch in keiner Weise gemindert; ein Anwendungsgebiet von Bedeutung konnte es nur finden, wenn es gelang, die ihm scheinbar gesetzten Grenzen zu erweitern. Dies erreicht zu haben, ist V. Poulsens Verdienst [2]). Er schuf dem Lichtbogen die hierzu erforderlichen günstigen Bedingungen dadurch, daß er für eine gute Kühlung der Elektroden, besonders der Anode, sorgte, indem er den Lichtbogen zwischen einer von fließendem Wasser durchspülten Anode aus Kupfer und einer Kohlenkathode in einem von dem die Wärme sehr gut leitenden Wasserstoff durchströmten Raume erzeugte. Durch ein Magnetfeld und langsame Drehung der Kathode wird auch bei Entnahme großer Energien für hinreichende Gleichmäßigkeit des Schwingungsvorganges gesorgt. Sind große Energien gefordert, so können mehrere „Poulsenlampen“ hintereinander geschaltet werden. Es herrschen hier eben ähnliche Verhältnisse, wie bei den schon früher (S. 188) erwähnten, wenn auch erst nach Poulsens Erfindung entdeckten Löschfunkenstrecken von M. Wien.

Die Poulsenlampe kann an Stelle der Funkenstrecke mit Vorteil sowohl im Braunschen Erreger, als auch im ursprünglichen Marconisender (S. 181) verwendet werden.

Die sehr verwickelten Vorgänge bei der Lichtbogenentladung wurden besonders von H. Th. Simon und seiner Schule durch eine

---

[1]) E. Lecher in der Wechselrede zu dem Vortrage von H. Th. Simon, Ges. d. Naturf. u. Ärzte, Hamburg 1901, s. Phys. Zeitschr., 3. Jahrg., S. 286.

[2]) V. Poulsen, a. a. O.

glückliche Verbindung zweier Betrachtungsweisen entwirrt[1]). Das von W. Kaufmann auf die elektrischen Entladungen in Gasen angewendete Verfahren der Kennlinien (Charakteristik, S. 28) gestattet deren Gesetzmäßigkeiten aus der gegenseitigen Abhängigkeit von Stromstärke und Potentialdifferenz zu ergründen, ohne zunächst auf die physikalische Beschaffenheit der in der Entladungsstrecke, hier also im Lichtbogen, stattfindenden Vorgänge einzugehen; diese ursprünglich nur auf die Gleichstromentladungen angewendete Betrachtungsart (statische Charakteristik) wurde durch H. Th. Simon auf die Lichtbogenschwingungen ausgedehnt (dynamische Charakteristik). Hiermit verknüpfte er jene besonderen ionentheoretischen Vorstellungen über die Natur der Leitung im Lichtbogen, die sich aus den Theorien und Versuchen von J. J. Thomson[2]), J. Stark[3]) und O. W. Richardson[4]) ergaben. Die Zahl der vom negativen Krater entsendeten Elektronen bestimmt die Leitfähigkeit des Bogens; sie hängt von der Temperatur und der Fläche des Kraters und daher von dem Wärmeaustausch des Bogens mit der Umgebung ab. Dieser Austausch vermag mit den rasch veränderlichen Vorgängen im Lichtbogen nicht gleichen Schritt zu halten. Simon erkannte die grundlegende Wichtigkeit dieses von ihm als „Lichtbogenhysteresis" bezeichneten Nachhinkens. Sie liefert u. a. die Erklärung dafür, daß die Schwingungsdauer der Lichtbogenschwingungen durch die Thomsonsche Formel (S. 57) nur annäherungsweise wiedergegeben wird.

Versuch und Theorie erweisen bei einem (etwa nach Abb. 96 mit einem Schwingungskreise verbundenen) Lichtbogen drei verschiedene Arten von Schwingungen als möglich[5]).

[1]) Zusammenhängende Darstellungen außer bei H. Barkhausen (a. a. O.) z. B.: H. Th. Simon, „Handwörterbuch d. Naturw." **6**, 204 (Jena. G. Fischer); Willy Wagner, „Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger", Diss. Göttingen (1910); J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Tel., 3. Aufl., S. 273 (1915). Stuttgart, F. Enke.

[2]) J. J. Thomson, „Elektrizitätsdurchgang in Gasen" (1903), deutsch von E. Marx. Leipzig 1906.

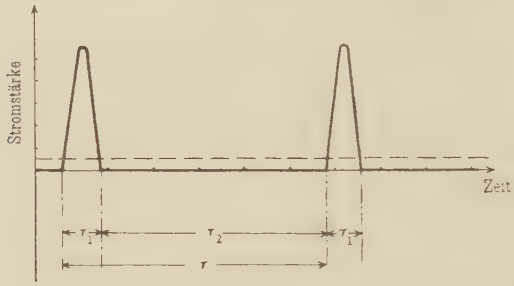
[3]) J. Stark, Ann. d. Phys. (4) **12**, 673 (1903); (4) **18**, 213 (1905).

[4]) O. W. Richardson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **11**, 286 (1902).

[5]) H. Barkhausen, a. a. O., S. 68; Blondel, L'éclairage électrique **44** (1905).

1. Sind die Versuchsbedingungen so gewählt, daß die positiven und negativen Höchstwerte der erzeugten Schwingungen kleiner sind als die Stärke des erregenden Gleichstroms, so kann der Gesamtwert des Stromes im Bogen nicht unter einen gewissen Betrag sinken, die Schwingungen überlagern sich dem nie erlöschenden Gesamtstrom im Bogen; es treten, wie der reine Ton des Lichtbogens erkennen läßt, nahezu sinusförmige Schwingungen von kleiner Schwingungsweite auf, die daher wenig leistungsfähig sind und für die Anwendung nicht in Betracht kommen. Zur Herstellung dieser „Schwingungen erster Art" eignen sich insbesondere Kohlenelektroden. Die Schwingungsdauer läßt sich

Abb. 97.



unter ein gewisses Maß nicht herabdrücken [Duddellscher Lichtbogen (S. 190)].

2. „Schwingungen zweiter Art" entstehen, wenn die dem Gleichstrom überlagerten Schwingungen so stark werden, daß der Bogen bei jeder Schwingung für längere Zeit erlischt (Abb. 97), und jedesmal eine neue Zündung erfolgen muß. Die Zeit, die zwischen dem Erlöschen und der Neuzündung des Bogens verfließt, hängt von der Stärke des Ladestroms, der Größe der aufzuladenden Kapazität und der Höhe der zur Zündung erforderlichen Potentialdifferenz (Zündspannung) ab. Die Schwingungen haben daher im allgemeinen nicht mehr Sinusgestalt. Die ganze Schwingungsdauer τ setzt sich zusammen aus der Zeit τ_1, während der die Schwingung nach der Thomsonschen Formel vor sich geht, und der Zeit τ_2, bis zur neuen Zündung. Je kürzer diese ist, desto mehr nähert sich die Form der Sinusgestalt, wie sie bei den Schwingungen erster Art besteht, desto resonanzfähiger wird daher

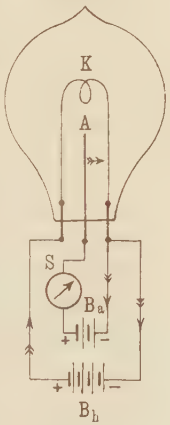
die Schwingung, desto kürzere Schwingungsdauern und desto größere Leistungen lassen sich erzielen. Als Mittel zur möglichsten Verkleinerung von τ_2 erweisen sich theoretisch eben jene als geeignet, die schon V. Poulsen (S. 192) zur Anwendung gebracht hatte. Diese Schwingungen zweiter Art sind es, die bei Benutzung von Lichtbogensendern in der drahtlosen Telegraphie zur Verwendung gelangen.

3. „Schwingungen dritter Art" entstehen, wenn die Versuchsbedingungen so getroffen sind, daß am Ende der Zeit τ_1 eine Rückzündung des Bogens in umgekehrter Richtung erfolgt. Die früher besprochene Funkenentladung bildet einen besonderen Fall dieser Schwingungsart.

b) Hochvakuum - (Elektronen-) Röhren (Röhrensender).

Das vollendetste Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen wurde in der Verwendung der elektrischen Entladung in Gasen von höchstem Verdünnungsgrade (Hochvakuum- oder sogenannte Elektronenröhren) gefunden, nachdem sich diese Vorrichtungen schon vorher als kaum übertreffliche Hilfsmittel beim Empfange elektromagnetischer Wellen bewährt hatten (S. 213).

Abb. 98.



Die Verwendung der Entladungen in verdünnten Gasen knüpft an eine lange Zeit wenig beachtete Tatsache an, die von Edison [1884][1]) gefunden worden war. Wird zwischen den glühenden Faden K einer Kohlenfadenlampe (Abb. 98) und einen in die Lampe eingeschmolzenen Draht A eine Gleichstromquelle B_a und ein Stromanzeiger S geschaltet, so zeigt dieser, wenn der negative Pol von B_a an K liegt, einen Strom (im Sinne $K \rightarrow B_a \rightarrow A$) an, während bei umgekehrter Schaltung (positiver Pol von B_a an K) kein (oder nur ein sehr schwacher) Strom auftritt. Der Raum zwischen K und A besitzt also einen von der Stromrichtung abhängigen Widerstand. Schon Fleming[1]) war zu der Erkenntnis gelangt, daß die Erscheinung auf negativ geladene, vom glühenden

[1]) J. A. Fleming, Phil. Mag. (5) **42**, 52 (1896).

Kohlenfaden ausgehende Teilchen zurückzuführen sei. Spätere Forschungen haben gezeigt, daß diese Teilchen Elektronen [also Kathodenstrahlen (S. 72)] sind [1]: ebenso wie von glühender Kohle werden Elektronen auch von glühenden Metallen und Metalloxyden [Wehnelt] [2]) ausgesendet. Es können daher an Stelle des Kohlenfadens auch blanke oder mit Metalloxyden überzogene Drähte verwendet werden. Die Elektronen werden im vorliegenden Falle durch ein passend gerichtetes elektrisches Feld ($-K \leftarrow + A$) gegen A getrieben, durch ein entgegengesetztes ($-K \rightarrow -A$) dagegen von A ferngehalten. Solange das Gas in der Umgebung des glühenden Körpers eine hinreichende Dichte besitzt, wie dies bei gewöhnlichen Glühlampen noch zutrifft, wird die Erscheinung dadurch verwickelt, daß das Gas selbst durch den „Stoß" der Elektronen auf die Gasmoleküle ionisiert, d. h. leitfähig gemacht wird. In voller Reinheit tritt der Vorgang erst dann auf, wenn, wie in den sogenannten Hochvakuum- oder Elektronenröhren, das Gas bis zu dem äußersten, erreichbaren Grade verdünnt wird, Zusammenstöße der Elektronen mit Gasmolekülen also fast vollkommen ausgeschlossen sind. Dann sind die Elektronen allein Träger des Stromes (S. 30), und da sie nur von der glühenden, nicht aber von der kalten Elektrode ausgehen, so bildet eben die Strecke KA einen von der Stromrichtung abhängigen Widerstand (Ventil) und kann daher auch als Gleichrichter für eine an K und A geschaltete Wechselstromquelle dienen (S. 184). Für eine zwischen K und A wirkende Gleichstromquelle dagegen kann die Elektronenröhre offenbar nicht ohne weiteres als ein veränderlicher Widerstand angesehen werden: doch läßt sie sich durch eine einfache Vorrichtung in einen solchen verwandeln.

Es sei, wie früher, K und A mit einer Gleichstromquelle B_a („Anodenbatterie") von passender Potentialdifferenz (Abb. 99) verbunden, die einen Gleichstrom von gewisser Stärke im Anodenkreise K–A–B_a–K unterhält, der auf der Strecke K–A von den Elektronen getragen wird. Zwischen die von einer Heizbatterie B_h erwärmte Glühkathode K und die Anode A (Abb. 99) werde eine

[1]) Ausführliche Darstellung z. B. im „Handbuch der Radiologie" (herausgegeben von E. Marx) **4**, Abschn. „Glühelektroden" von O. W. Richardson und Ergänzungen von E. Marx. Leipzig, Akad. Verl.-Ges., 1917.

[2]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) **14**, 425 (1904).

Drahtnetzelektrode („Gitter“ G) in die Röhre eingefügt, deren Maschen die Elektronen durchfliegen können. Mittels einer zwischen G und K angebrachten Wechselspannung W wird nun dem Gitter gegenüber K in regelmäßiger Zeitfolge abwechselnd eine negative und positive Potentialdifferenz erteilt, und hierdurch den von K ausgehenden Elektronen im selben Zeitmaße der Durchtritt durch G verwehrt und wiedergestattet (Steuerung). Im „Anodenkreise“ wird auf diese Weise ein Schwanken der Stromstärke — ein Wellenstrom — hervorgerufen, dessen überlagerter Wechselstromanteil das Zeitmaß der Wechselspannung W besitzt.

Abb. 99.

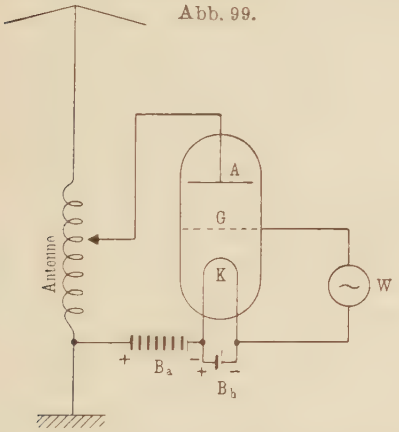
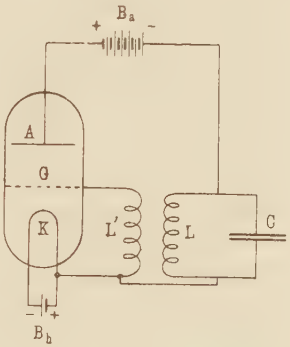


Abb. 100.



Die Röhre ist so vermöge des durch äußere Einwirkung veränderlichen Widerstandes der Strecke K–G zum Schwingungserzeuger geworden. Wird der Anodenkreis mit einem auf die Schwingungsdauer der Wechselspannung W abgestimmten Erreger (Antenne) gekoppelt, so wird dieser durch Resonanz zu ungedämpften Schwingungen angeregt.

Das Gitter G kann aber statt durch eine fremde Beeinflussung auch dadurch einer Wechselspannung ausgesetzt werden und zur Steuerung der Elektronen dienen, daß der „Gitterkreis“ ($G\,L'$) mit der Antenne ($L\,C$) gekoppelt wird (A. Meissner). Wird diese (Abb. 100), etwa beim Einschalten des Anodenstromkreises, durch den ersten Stromstoß zu Schwingungen erregt, so induziert sie den mit ihr gekoppelten Gitterkreis, der nun

seinerseits den Wechselwiderstand KG im Zeitmaße der Eigenschwingung der Antenne verändert und dem Gleichstrom im Anodenkreis eine Schwingung desselben Zeitmaßes überlagert; so wird die Schwingung der Antenne weiter gesteigert und durch ununterbrochene Fortsetzung dieses Vorganges verstärkt und aufrechterhalten („Einschwingen durch Hochschaukeln"). An die Stelle der Fremderregung ist die selbsttätige Erregung durch sogenannte Rückkoppelung getreten.

Eine auf ganz anderer Grundlage ruhende Erzeugungsart ungedämpfter kurzwelliger elektromagnetischer Schwingungen mit Hilfe der Hochvakuumröhre wurde von H. Barkhausen[1]) entdeckt. In einer solchen Röhre bilde der Glühdraht K die Achse zweier ihn umgebender Zylinder: des Gitters G und des sonst als Anode dienenden zylindrisch gebogenen Bleches A. Wird nun die Anordnung so getroffen, daß sowohl K als auch A gegen G dauernd negativ geladen sind, so erweist sich die Röhre als Erreger ungedämpfter elektromagnetischer Schwingungen von sehr kleiner Schwingungsdauer (bis $\tau = 14{,}3 \cdot 10^{-10}$ sec), die nicht von den Abmessungen der äußeren Anordnung, sondern nur von den Entfernungen zwischen $K-G$ und $G-A$, von der Heizstromstärke, sowie von der Größe der zwischen $A-G-K$ vorhandenen Potentialdifferenzen abhängt. Nach Barkhausen werden diese Schwingungen durch die vom Glühdraht K ausgesendeten Elektronen selbst ausgeführt: die vom Felde $K \leftarrow G$ beschleunigten Elektronen durchfliegen das Gitter, werden vom Felde $G \rightarrow A$ verzögert und zur Ruhe gebracht, worauf das Spiel sich von neuem (unter dem Einflusse des beschleunigenden Feldes $A \leftarrow G$ und des verzögernden Feldes $G \rightarrow K$) in umgekehrter Richtung fortsetzt und weiter wiederholt. Aus der Interferenzfähigkeit der ausgesendeten Wellen muß man folgern, daß die Schwingungen der Elektronen nicht regellos, sondern in geordneter Weise vor sich gehen, wenn auch bisher eine nähere Einsicht in diese merkwürdigen Vorgänge nicht gewonnen wurde. Durch geeignete Verbindung der Röhre mit einem auf ihre „Eigenschwingung" abgestimmten Hertzschen Erreger können diese ungedämpften Wellen bequem zur Ausführung aller Versuche über Wellen an Drähten und im Luftraum benutzt werden. Auch für die drahtlose Telegraphie auf kürzere

[1]) H. Barkhausen und K. Kurz, Phys. Zeitschr. **21**, 1 (1920).

Entfernungen ist dies Verfahren zur Erzeugung kurzer ungedämpfter Wellen von großer Bedeutung.

Die Hilfselektrode G war von Lenard[1]) bei seinen Versuchen über langsame Kathodenstrahlen zuerst verwendet worden, um Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit zu erzeugen. „Wer als Physiker die klassischen Untersuchungen Lenards über langsame Kathodenstrahlen gelesen und es dann weiter verfolgt hat, wie die Lenardschen Untersuchungsmethoden auf die langsamen Kathodenstrahlen glühender Körper ausgedehnt worden sind, wird sich sicherlich nicht haben träumen lassen, daß diese einfachen physikalischen Anordnungen von Anode, Kathode und elektrostatisch wirkender Hilfselektrode je eine technische Bedeutung gewinnen könnten. Heute sind sie die Grundlagen zu einem neuen technischen Industriezweige geworden, dessen glänzende Entwickelung wir alle in den letzten Jahren bewundert haben“ [2]). Wie das Gesamtgebiet der elektromagnetischen Wellen, so ist auch dies Teilgebiet ein Musterbeispiel dafür, wie fast stets der Keim für gewaltige technische Entwickelungen in den Ergebnissen rein wissenschaftlicher, auf keinerlei praktische Verwertung abzielender Forschungen vorgebildet bereit lag.

c) Hochfrequenzmaschinen.

Es wurde schon (S. 56) darauf hingewiesen, daß ein Wechselstrom als eine ungedämpfte elektromagnetische Schwingung anzusehen ist, sowie, daß die Wechselstrommaschinen ein Beispiel für die Schwingungserzeugung durch eine in regelmäßiger Zeitfolge veränderliche Selbstinduktion bieten (S. 184). Die bei der Drehung eines passend geformten Leiters gegen ein magnetisches Feld erforderliche mechanische Arbeit wird hier in Wechselstromenergie umgewandelt. Die Schwingungszahl des Wechselstroms steht mit der Umdrehungszahl und (bei Verwendung mehrpoliger Maschinen) mit der Anzahl der benutzten Pole in geradem Verhältnis. Die auf diesem Wege erreichbaren Schwingungszahlen finden daher ihre natürliche Grenze in den aus mechanischen

[1]) P. Lenard, Ann. d. Phys. **65**, 504 (1898); (4) **2**, 359 (1900); (4) **8**, 149 (1902); (4) **12**, 449 (1903).

[2]) H. G. Möller, „Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen“, Sammlung Vieweg, Heft 49, S. 1 (1920). — (Zusammenfassende theoretische Darstellung dieses Gebietes.)

Gründen möglichen Höchstwerten der Drehungsgeschwindigkeit und der Polzahl. Diese Grenze verwendbarer Schwingungszahlen wird noch dadurch herabgesetzt, daß bei zunehmender Polzahl (Unterteilung) die Stärke der erzeugten Schwingungen aus elektrischen Gründen abnimmt.

N. Tesla [1]) gelang es, Wechselstrommaschinen mit 30 000 Stromwechseln in der Sekunde (Schwingungszahl 15 000, Schwingungsdauer $6{,}6 \cdot 10^{-5}$ sec), Ewing solche von 56 000 Wechseln für 5 A und 100 V zu bauen, und Pyke und Harris erreichten 64 000 Wechsel für 1 A bei 100 V. Am weitesten scheint auf diesem Wege E. F. W. Alexanderson [2]) mit seiner Maschine für 100 000 Schwingungen in der Sekunde (Schwingungsdauer 10^{-5} sec) gekommen zu sein.

Es ist wohl aussichtslos, auf mechanischem Wege und in wirtschaftlicher Form zu Schwingungen von geringerer Schwingungsdauer vordringen zu wollen.

d) Frequenzwandler.

Außer den bisher betrachteten gibt es noch eine Reihe anderer Verfahren zur Gewinnung ungedämpfter Schwingungen, die als Frequenzwandlung bezeichnet werden. Die ihnen allen gemeinsamen Grundlagen sind in dem Fourierschen Satze (S. 56) und den Erscheinungen der Resonanz (S. 86) gelegen. Eine Schwingung von rein sinusförmigem zeitlichen Verlaufe [wie sie etwa von M. Wiens Wechselstromsirene [3]) geliefert wird] läßt sich nach Fourier nicht weiter zerlegen. Gelingt es aber, unter Aufrechterhaltung ihrer Grundschwingungsdauer die rein sinusförmige Gestalt ihres zeitlichen Verlaufes zu verzerren, so bedeutet dies nach dem Fourierschen Satze nichts anderes, als daß der sinusförmigen Grundschwingung eine oder mehrere Oberschwingungen von kleineren Schwingungsdauern überlagert wurden, deren Energie nun durch passende Resonatoren sich aus der Gesamtschwingung herauslösen und weiterhin verwenden läßt, und zwar in um so größerer Stärke, je stärker die betreffende Schwingung in der

[1]) Vgl. „Experimente mit Wechselströmen hoher Wechselzahl und Frequenz“ (so!), zusammengestellt von E. de Fodor, revidiert von N. Tesla, S. 78 ff. Wien, Pest, Leipzig, A. Hartlebens Verlag, 1894.

[2]) Elektrotechn. Zeitschr. **30**, 1003 (1908); **33**, 659 (1912).

[3]) M. Wien, Ann. d. Phys. **4**, 425 (1901).

verzerrten Gesamtschwingung als Fourierscher Bestandteil enthalten war.

Die Verzerrung läßt sich z. B. dadurch erzielen, daß man einen Stromkreis verwendet, dessen Widerstand oder Selbstinduktionskoeffizient von der Stromrichtung oder Stromstärke abhängt. So konnte Zenneck durch Verwendung von Ventilzellen (mit vollkommener Ventilwirkung) Wechselströme der doppelten[1]), bei einem Wechselstromlichtbogen unter Zuhilfenahme der Resonanz Schwingungen der dreifachen[2]) Schwingungszahl des Speisestromes gewinnen.

J. Epstein[3]) benutzte bei seinem „statischen" Frequenzwandler die Sättigungseigenschaften des Eisens (S. 11) zur Erzeugung von Strömen doppelter Schwingungszahl. Es ist klar, daß bei n-facher Wiederholung dieses Vorganges die Schwingungszahlen auf das 2^n-fache gesteigert und daher Schwingungen erzeugt werden können, wie sie für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie gebraucht werden.

In sehr glücklicher Weise hat auch R. Goldschmidt[4]) in seiner Hochfrequenzmaschine die Erscheinungen der Resonanz verwendet, um ungedämpfte Schwingungen für drahtlose Telegraphie zu gewinnen. Eine einfache Überlegung zeigt, daß infolge der gegenseitigen Induktionswirkungen zwischen dem feststehenden und dem bewegten Teile einer Wechselstrommaschine (Stator und Rotor) der im Rotor fließende Strom außer der der Umdrehungszahl entsprechenden Grundschwingung deren ungeradzahlige Oberschwingungen enthält, während der Statorstrom aus den geradzahligen Oberschwingungen zusammengesetzt ist. Durch Verbindung des Stators und Rotors mit passend abgestimmten Resonatoren kann sodann die gewünschte Oberschwingung benutzt werden.

Der Grad der Resonanzfähigkeit der mit Frequenzwandlern erzeugten ungedämpften Schwingungen mit einem scharf abgestimmten Empfänger hängt davon ab, in welchem Maße es gelingt, die Drehungsgeschwindigkeit der stromliefernden Maschine unverändert zu halten.

---

[1]) J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 858 (1899).

[2]) J. Zenneck, Phys. Zeitschr. **13**, 953 (1912).

[3]) Epstein, D. R.-P. Nr. 149761 (1902) [nach G. Graf v. Arco, Jahrb. d. drahtl. Tel. **7**, 106 (1913)].

[4]) R. Goldschmidt, Jahrb. d. drahtl. Tel. **4**, 341 (1911).

C. Beobachtung elektromagnetischer Schwingungen.

Die Beobachtung der zarten Resonatorfünkchen zwingt zur Arbeit mit geschontem Auge im verdunkelten Raume. Der Wunsch, die Beobachtung der Hertzschen Wellen bequemer zu gestalten, zeitigte alsbald eine größere Anzahl neuer zweckdienlicher Verfahren.

a) Wärmewirkungen.

Die Erwärmung des Drahtes durch die von der Schwingung in ihm erzeugte Joulesche Wärme wurde von H. Rubens und R. Ritter[1]) mit dem Bolometer (S. 27), von I. Klemenčić[2]) mit dem Thermoelement gemessen, während C. V. Boys[3]) sie mit Hilfe des Kalorimeters nachzuweisen versuchte, und W. G. Gregory[4]) eine den Hitzdrahtgeräten nachgebildete Vorrichtung benutzte. Diese Verfahren ergeben, ähnlich der Hertzschen Anordnung zur Untersuchung der mechanischen Wirkungen elektrischer Drahtwellen (S. 93 ff.), Mittelwerte der Stärke der Schwingungen (S. 94). Hitzdraht–Ampere-, Volt- und Wattmeter finden vielfache Anwendung bei Messungen in der drahtlosen Telegraphie.

b) Lichtwirkungen und Leitfähigkeit bei elektrischen Entladungen; physiologische Wirkungen.

Die elektrische Entladung in Geisslerschen Röhren wurde zum Nachweis elektrischer Schwingungen und Wellen von Dragoumis[5]) benutzt. E. Lecher[6]) verwendete in seiner Arbeit (S. 93) über elektrische Resonanzerscheinungen quer über die sekundären Drähte gelegte Geisslersche und auch elektrodenlose, mit verdünntem Stickstoff und Terpentindampf gefüllte Röhren, die an den elektrischen Bäuchen der Doppeldrahtanordnung leuchten, an den Knoten aber dunkel bleiben. Dieser Versuch eignet sich vorzüglich zur Vorführung im großen Hörerkreise.

---

[1]) Wied. Ann. **40**, 55 (1890) und folgende Bände.

[2]) Klemenčić, Wien. Akad. **99** (1890), oder Wied. Ann. **42**, 416 (1891), vgl. auch P. Lebedews Vakuumthermoelemente; Ann. d. Phys. **9**, 209 (1902).

[3]) C. V. Boys, Phil. Mag. **31**, 44 (1891); s. auch F. Harms, Ann. d. Phys. **5**, 565 (1901).

[4]) Gregory, Science **14**, 149 (1889).

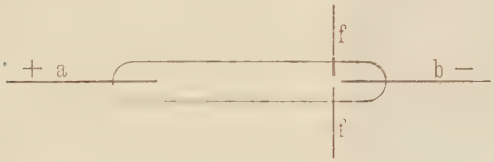
[5]) Dragoumis, Nature **39**, 548 (1889).

[6]) Lecher, Wien. Akad. **99** (1890) und Wied. Ann. **41**, 850 (1890).

Sehr geeignet zum Nachweis schneller elektrischer Schwingungen sind Röhren mit Neonfüllung [J. A. Fleming][1]) und Heliumröhren [E. Dorn][2]). Wirkungsvoll gestaltet sich die Vorführung bei Benutzung der Zehnderschen Röhre[3]) (Abb. 101). Je einer der Doppeldrähte der Leitung ist mit ff'' verbunden. Die zarte Glimmentladung zwischen ff'' macht das Gas leitend und löst eine helle Entladung der mit a, b verbundenen Hochspannungsbatterie aus. Arons[4]) schmolz die sekundären Doppeldrähte in ein langes, auspumpbares Glasrohr ein; an den Bäuchen entsteht eine leuchtende Entladung zwischen den Drähten, während die Knoten dunkel bleiben.

R. Ritter[5]) gelang es, durch die Fünkchen im Hertzschen Empfängerspiegel Zuckungen eines Froschschenkels hervorzurufen.

Abb. 101.



Die Fünkchen sind auch imstande, Knallgas zur Entzündung zu bringen, wodurch sie einem großen Hörerkreise bemerkbar gemacht werden können, wie E. Lecher[6]) und W. Lucas und J. A. Garett[7]) gezeigt haben. L. Boltzmann[8]) verband die Spitze der Funkenstrecke im Hertzschen Empfängerspiegel mit dem einen Pole einer Batterie (von 200 Volt), die Kugel mit einem Goldblattelektroskop. Durch die Fünkchen zwischen Spitze und Kugel wird das Elektroskop mit der Batterie leitend verbunden und geladen. Eine zweckmäßige Verbindung der Verfahren von

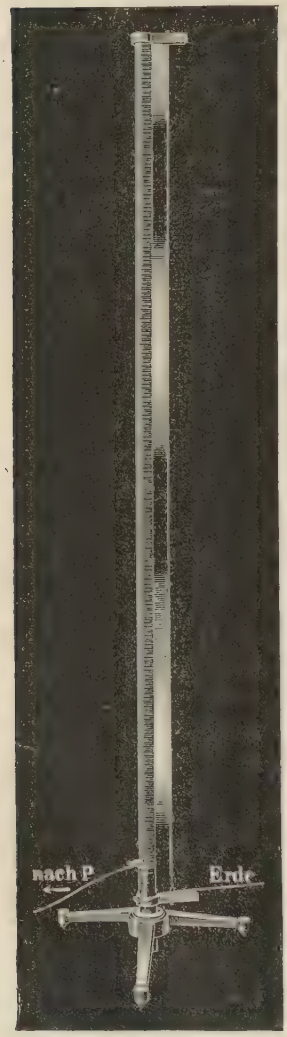
---

[1]) J. A. Fleming, Phil. Mag. (6) **8**, 419 (1904).
[2]) E. Dorn, Ann. d. Phys. **16**, 784 (1905).
[3]) L. Zehnder, Wied. Ann. **47**, 77 (1892).
[4]) L. Arons, ebenda **45**, 553 (1892).
[5]) R. Ritter, ebenda **40**, 53 (1890).
[6]) E. Lecher, a. a. O.
[7]) Lucas und Garett, Phil. Mag. **33**, 299 (1892).
[8]) L. Boltzmann, Wied. Ann. **40**, 399 (1890).

Zehnder und Boltzmann hat P. Drude [1]) angegeben und vielfach verwendet [2]).

A. Righi [3]) legt die Lecherschen Drähte auf eine mit Zinkfeilicht bestreute Platte. Das Funkenspiel zwischen den Spänen, das an den Bäuchen stattfindet, ist mehrere Meter weit sichtbar. Daß ähnlich wie bei der Anordnung von Arons (s. oben) auch in Luft von gewöhnlichem Drucke bei Verwendung dünner Sekundärdrähte eine leuchtende Entladung an den Schwingungsbäuchen die stehenden Wellen im verdunkelten Zimmer erkennen läßt, zeigte B. E. Moore [4]). Desselben Mittels bediente sich W. D. Coolidge [5]). Durch fluoreszierende Stoffe kann diese Erscheinung nach K. Schaum und F. A. Schulze [6]) besser sichtbar gemacht werden. In besonders glänzender Weise gestattet das Verfahren der leuchtenden Drähte in der von G. Seibt [7]) angegebenen Versuchsanordnung das Auftreten stehender elektrischer Wellen an Drähten und den Einfluß der Resonanz auf deren scharfe Ausbildung einem größeren Hörerkreise vorzuführen. Die Schwingungen werden durch die Entladungen von Leidener Flaschen erzeugt; ihre

Abb. 102.



[1]) P. Drude, Wied. Ann. **52**, 499 (1894).

[2]) Z. B. ebenda **55**, 633 (1895).

[3]) Righi, Rend. Acc. Bologna (1898).

[4]) Moore, Phys. Rev. **4** (1896).

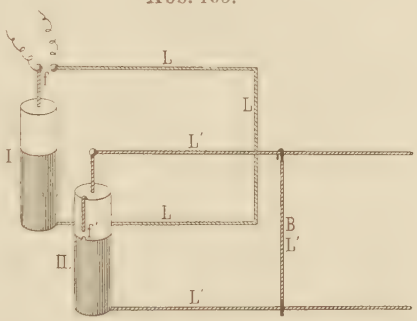
[5]) Coolidge, Naturw. Rundschau **13** (1898); Wied. Ann. **67**, 578 (1899).

[6]) Schaum und Schulze, Ann. d. Phys. **13**, 422 (1904).

[7]) Seibt, Elektrotechn. Zeitschr. **23**, 409 (1902); ebenda **24**, 105 (1903).

Schwingungsdauer läßt sich in weiten Grenzen durch Abstufung des Selbstinduktionskoeffizienten des Schließungsdrahtes verändern. Mit dem Erreger P ist, ähnlich wie das Rechteck in Abb. 40, ein zur Spule gewundener Draht verbunden (Abb. 102). Parallel der Spule ist, isoliert von ihr, ein zur Erde abgeleiteter dünner Draht gespannt. Bei passender Abstimmung des Erregers entstehen an der Spule stehende (elektrische) Wellen, von deren Bäuchen Büschelentladungen gegen den Draht übergehen. Die verhältnismäßig große Kapazität der Leidener Flaschen hat eine große Schwingungsdauer des Erregers zur Folge. Derselbe Umstand bedingt aber auch (S. 19, 20), daß große Energiemengen in Tätigkeit kommen und daher die Leuchtwirkung der Entladungen größer ist, als bei kleinen Kondensatoren und schnelleren Schwingungen. Die entsprechenden Wellenlängen wären zu groß, um bei gerade gespanntem Drahte innerhalb eines Zimmers vorgezeigt zu werden. Durch das Aufspulen des Drahtes bleibt, wie schon Hertz [1]) gezeigt hat, die Wellenlänge längs des Drahtes fast unverändert und erscheint daher, wie es in der Seibtschen Anordnung geschieht, längs der Spulenachse gemessen verkürzt. Eine in die Nähe der Seibtschen Spule senkrecht zu ihr gehaltene Röhre mit verdünntem Gase (am besten Neon- oder Heliumfüllung) leuchtet in der Gegend der Bäuche auf und verlischt neben den Knoten. Parallel zur Spule gehalten, bleibt sie dunkel. Sie kann daher dazu dienen, um den Verlauf des elektrischen Feldes in der Umgebung der Spule zu zeigen.

Abb. 103.



Ähnliche Bemerkungen bezüglich der Schwingungsdauer und der Helligkeit der sekundären Lichterscheinung gelten für folgenden von O. Lodge [2]) angegebenen wirkungsvollen Versuch über

---

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 169.
[2]) Lodge, Nature **41**, 368 (1890).

elektrische Resonanz (Abb. 103). Die Belege der nahezu gleichen Leidener Flaschen I und II sind je durch eine Drahtschleife L, L' verbunden, L' ist mit Hilfe des Schleifbügels B veränderlich. f und f' sind Funkenstrecken. I wird z. B. mit Hilfe eines Induktoriums betrieben und entladet sich dann in Schwingungen durch fL. Durch Verschieben von B wird II mit I in Resonanz gebracht, was durch Auftreten kräftiger Funken bei f' angezeigt wird. Schon kleine Verrückungen von B aus der Resonanzstellung nach einer oder der anderen Seite bringen das Funkenspiel bei f' zum Verschwinden.

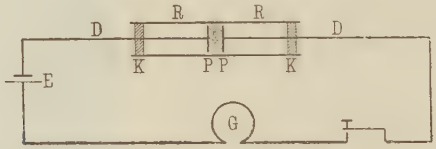
c) Veränderliche Widerstände (Kohärer und Gleichrichter).

Für viele Aufgaben, besonders für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, erweisen sich die bisher erwähnten Verfahren als unzureichend. Sie gestatten nicht die Verwendung des Morseschreibers oder des Fernhörers zur Aufnahme der Zeichen. Die unmittelbare Einfügung des Morseschreibers oder des Fernhörers in den Empfangskreis würde nicht zum Ziele führen, da ersterer zu seinem Betriebe Gleichstrom erfordert, die Schallplatte des Fernhörers aber aus Gründen der mechanischen Trägheit den raschen Schwingungen der elektromagnetischen Wellen nicht zu folgen vermag.

α) Der Kohärer.

Hier wurde nun ein außerordentlicher Fortschritt durch die Entdeckung des sogenannten Kohärers oder Fritters erzielt. Seine Wirkungsweise ist aus folgendem leicht ausführbaren Ver-

Abb. 104.



suche zu erkennen: An zwei Drähte D (Abb. 104) werden Kupferplättchen P angelötet und in Korken K verschiebbar in ein Glasröhrchen R gebracht. In den Zwischenraum der Platten P bringt man eine Anzahl blau angelassener Eisenschräubchen oder Eisenfeilspäne. Diese Vorrichtung — der Kohärer — wird, wie in der Abbildung, in den Stromkreis eines galvanischen Elementes (E)

mit einem Galvanometer oder einer elektrischen Klingel (G) eingeschaltet. Der Widerstand (S. 26 ff.) der leicht aneinandergepreßten Schräubchen oder des Metallpulvers ist so groß (mehrere 100 bis 1000 Ohm), daß nur ein sehr schwacher Strom das Galvanometer durchfließt — die Klingel schweigt. Wird nun in einiger Entfernung von dieser Anordnung eine Leidener Flasche oder ein Hertzscher Primärkreis entladen [auch das Funkenspiel eines elektrischen Gasanzünders ist zweckdienlich][1]), so zeigt sich im gleichen Augenblicke ein starker Ausschlag am Galvanometer (bzw. die Glocke beginnt zu läuten): ein Anzeichen dafür, daß der Widerstand des Kohärers durch die ihn treffenden elektrischen Wellen auf wenige Ohm herabgesetzt wurde. Diese Widerstandsverminderung bleibt dauernd bestehen, auch nachdem ihre erzeugende Ursache, die Wellen, zu wirken aufgehört hat. Ein leichtes Klopfen gegen die Glasröhre aber bringt den Widerstand des Kohärers auf seinen hohen Anfangswert zurück, und die Vorrichtung ist zur Wiederholung des Versuches bereit. Dies Klopfen kann zweckmäßig durch einen in den gleichen Stromkreis eingefügten elektromagnetischen Klöppel besorgt werden, wodurch der Kohärer selbsttätig in seinen Anfangszustand versetzt wird, sobald die erregenden Wellen aufhören[2]). Auch kann statt des Galvanometers oder der Klingel der Schreibstift eines Morse-Empfängers in Tätigkeit gesetzt werden und die eintreffenden Zeichen aufnehmen. Auch ein Fernhörer an Stelle von G geschaltet würde jede Stromschwankung im Kohärer durch ein Knacken anzeigen und daher als Beobachtungsgerät dienen können.

Widerstandsänderungen von Metallpulvern der geschilderten Art waren im Laufe der Zeit öfters gefunden, jedoch wenig beachtet und wieder vergessen worden. Die Geschichte des Kohärers und seiner Entwickelung bildet eine umfangreiche Literatur, auf die im einzelnen hier nicht eingegangen werden kann[3]). Die Neu-

---

[1]) O. Lodge, The work of Hertz, p. 22 (London 1894). V. v. Lang, Wien. Akad. **104** (1895) und Wied. Ann. **57**, 34 (1896).

[2]) Popoff, Bericht in Fortschr. d. Physik **2**, 387 (1896).

[3]) Ausführliche Darstellungen z. B. in den Rapports présentés au Congrès international de Physique réuni à Paris 1900, Tome II (A. Righi, p. 307 ff.; E. Branly, p. 325 ff.), in „Die Telegraphie ohne Draht" von A. Righi und B. Dessau, S. 199—234 (Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1903), bei O. Lodge, Electrician, 12. Nov. 1897. J. S. Sachs, Berichte im Jahrb. d. drahtl. Tel. **1**, 130, 279, 434, 584 (1907).

entdeckung und planmäßig durchgeführte Erforschung der Eigenschaften des Kohärers durch E. Branly[1]) (1891) hat wohl in erster Reihe die Verwendung dieses merkwürdigen und in seiner Wirkungsweise auch heute noch nicht völlig verstandenen Gerätes angebahnt. O. Lodge, den gleichgerichtete Bestrebungen gleichzeitig mit Branly zu ähnlichen Beobachtungen geführt hatten, sucht die Widerstandsverminderung durch zarte, von den auftreffenden Wellen erzeugte Fünkchen zu erklären, wodurch die Metallteilchen sich aneinanderschweißen und so die metallische Verbindung herstellen. Dem steht die Tatsache gegenüber, daß Branly Kohärer (Bleidioxyd) gefunden hat, deren Widerstand sich durch Bestrahlung mit elektrischen Wellen nicht verkleinert, sondern erhöht[2]). Auch hat Branly[3]) Stoffe ausfindig gemacht, deren Widerstand durch das Auftreffen der Wellen nur vorübergehend verändert wird, die also die Anwendung eines Klopfapparates entbehrlich machen. Den von Branly untersuchten Erscheinungen verwandt sind die von E. Aschkinass[4]) gefundenen Widerstandsänderungen von Blattzinnstreifen.

[β) Gleichrichter.

Lange von großer Bedeutung im Dienste der Zeichenvermittlung auf große Entfernungen hat der Kohärer inzwischen anderen, verläßlicheren Hilfsmitteln den Platz geräumt, die unter der gemeinsamen Bezeichnung „Gleichrichter“ zusammengefaßt werden können.

Die Zeichen in der drahtlosen Telegraphie werden dadurch hervorgebracht, daß mit Hilfe entsprechender Schaltvorrichtungen die Senderantenne — nach dem Muster der Punkte und Striche der Morseschrift — erregt wird. Die während der Dauer der einzelnen „Punkte“ und „Striche“ erzeugten Schwingungen breiten sich in Form von kürzeren oder längeren Wellengruppen aus und werden vom abgestimmten Empfänger aufgenommen. Um sie dortselbst beobachten zu können, werden sie durch einen passend eingefügten Gleichrichter in Wellenstrom verwandelt, dessen Gleichstromanteil durch einen Morseschreiber auf-

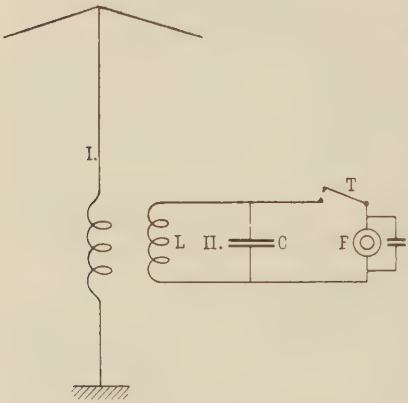
[1]) E. Branly, vgl. z. B. a. a. O.
[2]) Branly, Bull. des séances de la soc. franç. de phys. (1891).
[3]) Branly, Compt. rend. **125** (1897).
[4]) Aschkinass, Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin **4**, 103 (1894).

gezeichnet oder meist mittels eines Fernhörers abgehorcht wird. Sind nun die Schwingungen des Senders ungedämpft, so besitzt der Gleichstromanteil während der ganzen Dauer der einzelnen Zeichen eine unveränderliche Stärke. Soll die Aufnahme mit einem Fernhörer erfolgen, so ist daher zu beachten, daß ein durch den Fernhörer geleiteter Gleichstrom zu Beginn seines Fließens zwar die Schallplatte anzieht, sie dann aber in dieser Lage festhält und ihr erst bei seinem Aufhören gestattet, in die Ruhelage zurückzukehren. Das Ohr würde somit nur zu Beginn und am Ende des Stromes ein einmaliges Knacken wahrnehmen, während der Dauer des Zeichens dagegen ist die Platte in Ruhe und der Fernhörer stumm. Eine Unterscheidung der Zeichen wäre in diesem Falle offenbar ganz unmöglich. Wäre jedoch dafür gesorgt, daß die Wellengruppen während jedes Zeichens in noch kleinere getrennte Wellenzüge „zerhackt" werden, so würde dem Beginn und Ende jedes dieser Wellenzüge ein Ansprechen der Schallplatte entsprechen, und das Ohr während der einzelnen Punkte und Striche ihrer Dauer entsprechend ein kürzeres oder längeres Knattern oder Tönen wahrnehmen, je nach dem Zeitmaße, in dem die Wellengruppen einander folgen. Bei gedämpften Wellen ist dies Zerhacken durch die Funkenfolge im Sender ohnehin bewirkt (S. 186), beim Gleichrichterempfang gedämpfter Wellen hört das Ohr daher ein Knattern (Funkensender) oder Tönen (Löschfunkensender). Für den Hörempfang ungedämpfter Wellen muß dagegen für das Zerhacken der Wellengruppen besonders gesorgt werden. Dies kann entweder an der Sendestelle oder im Empfänger geschehen, und zwar mechanisch (im Sender mit Hilfe eines sehr raschen Unterbrechers, des „Tonrades", im Empfänger mit dem Poulsenschen Tikker, vgl. weiter unten) oder elektrisch durch Überlagerung einer zweiten, um einige hundert oder tausend Schwingungen in der Sekunde verstimmten elektrischen Welle, wodurch Schwebungen von derselben Anzahl in der Sekunde erzeugt werden (S. 57). Die Stärke des Gleichstromes im Empfänger schwillt im Zeitmaße der Schwebungen an und ab, und die Schallplatte gibt daher während jedes Zeichens einen der sekundlichen Zahl der Schwebungen entsprechenden Ton (Schwebungs- oder Überlagerungsempfang).

Die ungedämpften elektromagnetischen Wellen (Poulsenlampe, Röhrensender) gestatten auch die drahtlose Übertragung der

menschlichen Sprache und anderer akustischer Vorgänge (drahtlose Telephonie). Die von den Schallwellen in einem Mikrophonkreise hervorgerufenen Stromstärkeschwankungen werden durch Induktion dem Senderstrome überlagert, der hierdurch im Zeitmaße der Schallschwingungen zerhackt oder gekerbt wird. Der vom Sender ausgehende ungedämpfte Wellenzug besitzt demnach dieselben zeitlichen Stärkeschwankungen, und diese finden sich somit an der Empfangsstelle im Gleichrichterstrome wieder und erzeugen — gegebenenfalls mit Hilfe eines Lautverstärkers (S. 214) — im Fernhörer dieselben Töne, die das Mikrophon der Sendestelle aufgenommen hatte.

Abb. 105.



Die wichtigsten Gleichrichter sind: der Tikker, die elektrolytischen Wellenanzeiger, die sogenannten Kontaktdetektoren und die Hochvakuumröhre.

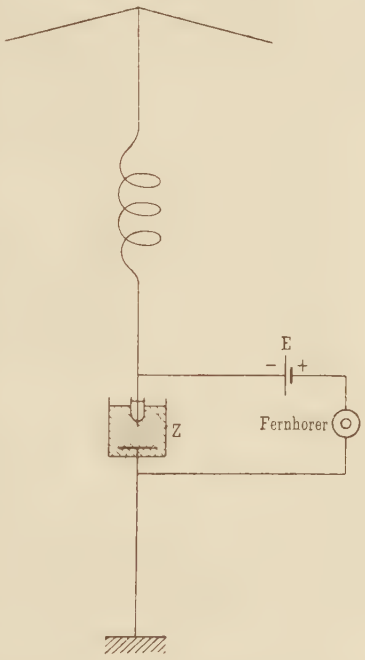
1. Der Poulsensche Tikker [1]) ist ein durch äußere Einwirkung veränderlicher Widerstand. Die Berührungsstelle zweier gekreuzter Drähte aus gleichem Stoffe wird durch einen elektromagnetischen Antrieb in rascher regelmäßiger Zeitfolge geöffnet und geschlossen. Der Tikker läßt sich hinsichtlich seiner Wirkungsweise dem Kollektor einer Gleichstromdynamomaschine oder einer Joubertschen Scheibe an die Seite stellen. Während aber bei diesen Vorrichtungen der Widerstand im gleichen Zeitmaße, wie der Wechselstrom veränderlich ist, ist die Unterbrechungszahl des Tikkers viel kleiner, als die Schwingungszahl der Wellen. In Abb. 105 sind die Empfangsantenne (I) und der aus L und C gebildete Kreis (II) aufeinander abgestimmt, F ist ein Fernhörer, T der Tikker, der den Fernhörerkreis abwechselnd schließt und öffnet. Die in II aufgefangenen ungedämpften Schwingungs-

[1]) V. Poulsen, Elektrotechn. Zeitschr. **27**, 1040 (1906).

gruppen werden durch den Tikker zerhackt und gleichgerichtet in den Fernhörerkreis geleitet, wo die Punkte und Striche als rasselndes Geräusch wahrgenommen werden. In ähnlicher Weise ist wohl die Wirkungsweise des Schleifdetektors zu deuten.

2. Der elektrolytische Wellenanzeiger von O. Schlömilch [1]) besteht aus einer mit verdünnter Schwefelsäure beschickten Glaszelle *Z*, in die ein sehr kurzer, dünner Platindraht und ein Platinblech als Elektroden eintauchen. Die Zelle kann z. B. an Stelle des Kohärers in Abb. 104 oder, wie in Abb. 106, in die einfache Empfangsantenne eingefügt werden. Hierbei liegt der negative Pol der Stromquelle *E* an der kleineren Elektrode der Zelle. Der sehr schwache Strom, den die Stromquelle durch die Zelle sendet, wird verstärkt, sobald der Wellenanzeiger von elektromagnetischen Wellen getroffen wird, und fällt nach deren Aufhören auf seinen alten Wert. Auch ohne Hilfsspannung kann die Zelle unter dem Einfluß der Wellen einen Gleichstrom erzeugen. Ein Blick auf die Stromspannungslinie (Charakteristik, S. 29) der Schlömilchzelle in Abb. 11b zeigt, daß die Zelle einen veränderlichen Widerstand besitzt [2]). Ihre Gleichrichterwirkung ist daher besonders ausgeprägt in jenem Teile der Kennlinie, der die stärkste Krümmung aufweist. Die Hilfsspannung dient nur dazu, das Beobachtungsgebiet bei der Aufnahme der Wellen an diese günstigste Stelle zu verlegen.

Abb. 106.



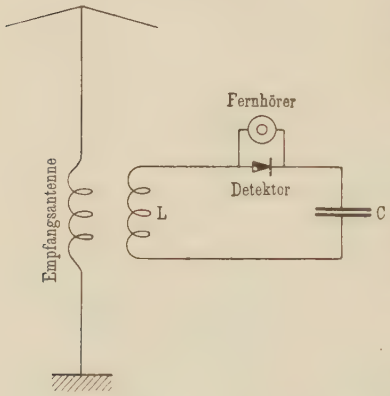
[1]) O. Schlömilch, Elektrotechn. Zeitschr. **24**, 959 (1903).

[2]) Angelika Székely, Wien. Akad. (IIa) **128**, 1377 (1919), wo auch Literaturübersicht.

Während bei der Schlömilchzelle hierzu eine äußere Hilfsspannung erforderlich ist, ist dies bei elektrolytischen Zellen mit Eigenspannung (d. h. kleinen galvanischen Elementen) nicht der Fall, wie dies z. B. beim Jégou-Detektor zutrifft [Zinkamalgam und feine Platinspitze in konzentrierter Schwefelsäure][1]).

3. F. Braun[2]) hatte bei einer Reihe von Stoffen (Schwefel- und Kupferkies, Fahlerze, Glanze, Silicium, Selen u. a.) die Eigenschaft gefunden, daß sie, in einen Stromkreis geschaltet, bei ungleicher Größe der Zuleitungselektroden für entgegengesetzte Ströme einen verschiedenen Widerstand besitzen (vgl. die Kennlinie in Abb. 11a). Sie stellen daher für einen Wechselstrom einen mit Stromrichtung und Stärke veränderlichen Widerstand dar und sind demnach als Gleichrichter verwendbar. Deshalb stellte Braun solche Zusammenstellungen später[3]) als Kontaktdetektoren in den Dienst der drahtlosen Telegraphie. Diese Detektoren bedürfen keiner Hilfsspannung, da die Stelle stärkster Krümmung ihrer Kennlinie in der Nähe des Nullpunktes liegt. Sie können etwa in Abb. 106 an Stelle der Schlömilchzelle (jedoch ohne Stromquelle) oder im Sekundärkreis eines gekoppelten Braunschen Empfängers (Abb. 107) verwendet werden. In der Folge wurde eine große Zahl von Zusammenstellungen fester leitender Stoffe gefunden, deren Berührungsstelle als Gleichrichter wirkt[4]).

Abb. 107.



[1]) P. Jégou, Compt. rend. **146**, 1256 (1908); Jahrb. d. drahtl. Tel. **7**, 460 (1913).

[2]) F. Braun, Pogg. Ann. **153**, 556 (1874); Wied. Ann. **1**, 95 (1877); **4**, 476 (1878).

[3]) Derselbe, Elektrotechn. Zeitschr. 1906, S. 1199.

[4]) Ausführliche Literaturübersicht und Zusammenstellung der in der Literatur angegebenen Kontaktdetektoren: Angelika Székely de Doba, Wien. Akad. (IIa) **127**, 719 (1918).

Über die physikalischen Ursachen dieser Gleichrichterwirkung besteht derzeit noch keine volle Klarheit. Es wurden zur Erklärung einesteils thermoelektrische, durch die Joulesche Wärme an der Berührungsstelle hervorgerufene Kräfte, anderenteils elektrochemische (Polarisations-) Wirkungen in der an der Berührungsstelle vorhandenen Feuchtigkeitsschicht angenommen. Auch eine Elektronentheorie wurde angedeutet, wonach die Elektronen an der Berührungsstelle leichter in der einen als in der anderen Richtung sich bewegen könnten. Eine endgültige Entscheidung zwischen diesen Annahmen wurde bisher nicht erzielt [1]). Die Tatsache, daß die Gleichrichterwirkung ihre Richtung bei verändertem Auflagedruck umzukehren vermag [2]), legt den Gedanken nahe, daß es sich um Entladungen an der Berührungsstelle handeln könnte, da eine mehrfache Umkehrung der Gleichrichterwirkung von Funken- und Bogenentladungen bei Längenänderung der Entladungsstrecke auftritt [3]). Durch ein sehr sinnreiches Verfahren konnte R. Ettenreich [4]) nachweisen, daß die Kennlinie der von ihm untersuchten Kontaktdetektoren bis zu Schwingungszahlen von 10^6 in der Sekunde von der mit Gleichstrom aufgenommenen nicht abweicht, die Gleichrichterwirkung also trägheitslos erfolgt, was gegen das Vorhandensein thermoelektrischer Wirkungen spricht.

4. Schon auf S. 196 wurde darauf hingewiesen, daß der Edison-Effekt zur Gleichrichtung von Schwingungen benutzt werden kann. J. A. Fleming [5]) hat ihn wohl zuerst zum Empfange in der drahtlosen Telegraphie herangezogen. Die Schaltung kann etwa in der aus Abb. 108 ersichtlichen Art erfolgen. Während hier der Gleichstrom von den aufgefangenen Schwingungen selbst geliefert wird, dienen diese bei der (wohl zuerst von de Forest

[1]) Hierzu A. Székely de Doba, Wien. Akad. **127**, 719 (1918); F. Streintz und verschiedene Mitarbeiter in einer Reihe von Arbeiten in der Phys. Zeitschr. (1920); M. J. Huizinga, Phys. Zeitschr. **21**, 91 (1920).

[2]) K. Bangert, Phys. Zeitschr. **11**, 123 (1910). (Auch vom Verfasser beobachtet.)

[3]) J. v. Geitler, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 443 (1909).

[4]) R. Ettenreich, Wien. Akad. (II a) **128**, 1170 (1919).

[5]) J. A. Fleming, The principles of electric wave Telegraphy (London, Longmans and Co., 1906); Jahrb. d. drahtl. Tel. **1**, 95 (1907).

hierzu benutzten) Elektronengitterröhre (Audion, Abb. 109) nur dazu, um den Widerstand der Strecke K—A durch Steuerung der Elektronen zu verändern.

Abb. 108.

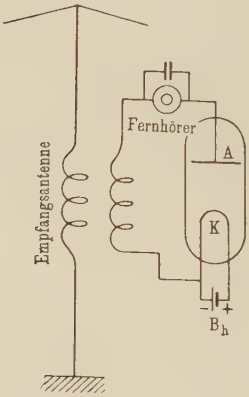


Abb. 109.

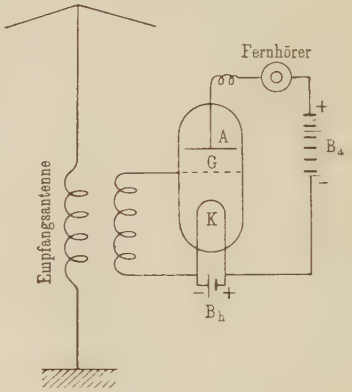
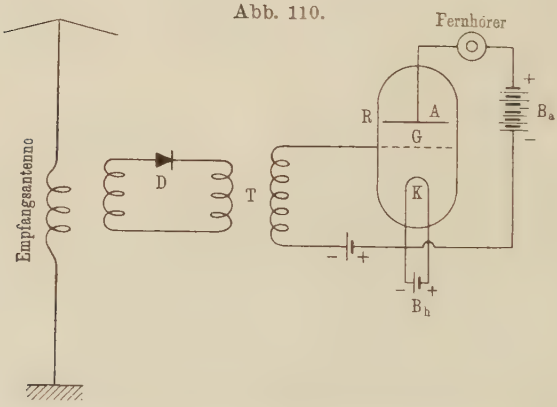


Abb. 110.



In derselben Schaltung läßt sich die Gitterröhre [Lieben-röhre][1]) auch als Lautverstärker verwenden. Sind etwa die von den Schwingungen erzeugten Gleichstromstöße zu schwach, um den Fernhörer im Detektorempfängerkreise unmittelbar zu erregen, oder wünscht man aus einem anderen Grunde die Lautstärke zu

[1]) Vgl. Jahrb. d. drahtl. Tel. **7**, 353 (1913).

erhöhen, so kann man sich einer Schaltung wie in Abb. 110 bedienen. Die im Detektorkreise (Kontaktdetektor) D fließenden Gleichstromstöße induzieren mittels des Transformators T in ihrem Zeitmaße Wechselspannungen im Gitterkreise K–G, der in Audionschaltung (Abb. 109) befindlichen Elektronenröhre R und steuern in der schon mehrfach geschilderten Art den von K nach G gerichteten Elektronenstrom. Die hierdurch hervorgerufenen Schwankungen des Gleichstroms der Anodenbatterie B_a sind viel (z. B. n-mal) stärker, als die Stromstöße in D. Genügt die erzielte Verstärkung nicht, so lassen sich die Schwankungen des Röhrenkreises nach dem gleichen Verfahren mittels einer zweiten, dritten, vierten usw. Verstärkerröhre auf das n^2-, n^3-, n^4fache weiter erhöhen. Für $n = 10$ betragen die Verstärkungen somit das 10-, 100-, 1000-, 10 000fache des ursprünglichen Wertes, so daß derart die schwächsten, sonst überhaupt nicht wahrnehmbaren Stromschwankungen wahrnehmbar gemacht werden können[1]).

d) Magnetische Wirkungen.

Bei dem magnetischen Wellenanzeiger von E. Rutherford[2]) wird der Empfänger-(Resonator-)Draht teilweise spulenartig aufgewickelt. In der Achse der Spule befindet sich ein Dauermagnet, dessen Stärke (magnetisches Moment) unter dem Einflusse der den Draht umspielenden Schwingungen dauernd vermindert wird. Die Veränderung des magnetischen Momentes wird magnetometrisch aus der Ablenkung eines beweglichen Hilfsmagnets ermittelt. Der Detektormagnet muß nach jeder Einwirkung der Wellen frisch magnetisiert werden. Letzteres geschieht bei der von Marconi dem Apparat gegebenen Form selbsttätig; das Magnetometer ist hier durch einen Fernhörer ersetzt, der, mit einer zweiten um den Detektor gewundenen Spule verbunden, die plötzlichen Magnetisierungsänderungen akustisch zu beobachten gestattet. Eine Reihe von Abänderungen des sehr empfindlichen Rutherfordschen Apparates wurde von R. Arnò und anderen[3]) angegeben.

[1]) Zum Beispiel H. Barkhausen, Phys. Zeitschr. **20**, 401 (1919). Ausführliche Darstellung z. B. H. G. Möller, vgl. S. 199, Anm. 2.

[2]) E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. **60**, 184 (1896).

[3]) R. Arnò, Electrician **53**, 269 (1904).

Namenverzeichnis.

Abraham, H. 190.
Abraham, M. 2, 133, 172, 174.
Alexanderson, E. F. W. 200.
Ampère 5, 32, 36, 41, 112.
Arago 73, 75.
Arco. Graf G. v. 201.
Arnò, R. 215.
Arons, L. 203, 204.
d'Arsonval 40.
Aschkinass, E. 113, 139, 140, 208.
Austin, L. W. 163.

Baeyer, O. v. 113, 114, 139.
Baldus, R. 149.
Bangert, K. 213.
Barkhausen, H. 182, 183, 184, 193, 198, 215.
Barkla 114.
Barton, E. H. 156.
Battelli 50, 58.
Bauernberger, H. 113.
Becker, A. 162.
Bezold, W. v. 51, 79, 85.
Biot 5.
Birkeland, Kr. 184.
Bjerknes, V. 9, 93, 121, 122, 124, 167, 168, 169, 175, 178, 181.
Blondel, H. 190, 193.
Blondlot, R. 158.
Bohr, N. 118, 119, 120, 144.
Bois, H. E. J. G. du 142.
Boltzmann, L. 30, 76, 133, 203.
Bose, J. C. 134, 135.
Boys, C. V. 202.
Branly, E. 177, 181, 207, 208.
Braun, F. 40, 41, 46, 53, 135, 143, 164, 187, 188, 189, 192, 212.
Breisig, F. 156.
Buchwald, E. 149.
Burstyn, E. 149.

Campbell, L. 61.
Christiansen, C. 138.
Cohn, E. 25, 132, 158, 174.
Coolidge, W. D. 204.
Coulomb 5, 6, 70.
Crommelin, C. A. 26.
Curie, P. 112.
Czermak, P. 133.

Debye, P. 119, 135, 141, 142, 161.
Deprez 40.
Desains, P. 112.
Dessau, B. 207.
Diesselhorst, H. 53.
Domalip 128.
Donath, B. 41, 56.
Dorn, E. 203.
Dragoumis 202.
Drude, P. 60, 83, 128, 132, 136, 141, 145, 152, 155, 158, 162, 174, 178, 180, 181, 204.
Duddell, W. 185, 190, 191, 192, 194.
Dunoyer, L. 144.

Ebert, H. 41, 116, 177.
Eckert, F. 141.
Edison, Th. A. 195, 213.
Ehrenhaft, F. 143.
Eichenwald, A. 30.
Eichhorn, G. 190.
Einstein, A. 2, 4, 32, 110, 118, 119.
Elster 73.
Epstein, J. 201.
Epstein, P. S. 114, 119, 120, 163.
Esau, A. 165.
Espinosa de los Monteros 189.
Ettenreich, R. 28, 213.
Euler, L. 9.
Ewing 200.

Faraday, M. V u. dann an vielen Stellen.
Faßbender, H. 166, 170.
Fechner 5.
Feddersen, W. 49, 50, 58, 83.
Fischer, C. 13.
Fizeau 98, 112.
Fleming, J. A. 195, 203, 213.
Fodor, E. de 59, 200.
Fomm, L. 141.
Forest, de 213.
Foucault 75, 112.
Fourier 56, 123, 157, 200.
Franck, J. 118.
Fresnel 72, 73, 74, 78, 83, 101, 141, 145.

Galilei, G. 2.
Galitzin B. 116, 127.
Garbasso, A. 116, 128, 134, 140, 143.
Garett, J. A. 203.
Garnett, W. 61.

Gassendi 72.
Gehrcke, E. 53.
Geissler 50, 202.
Geitel 73.
Geitler, J. v. 30, 127, 130, 131, 132, 144, 154, 155, 171, 184, 213.
Gerber, P. 110.
Glatzel, B. 190.
Goethe 1, 8, 61.
Goldschmidt, R. 201.
Gounelle 98.
Graetz, L. 28, 141, 146.
Gregory, W. G. 202.

Haas, W. J. de 32.
Habann, E. 166.
Haga 114.
Hagen, E. 178, 179, 180.
Hankel 27.
Harms, F. 202.
Harris 200.
Hase, R. 149.
Hasslinger, R. v. VI.
Haupt, E. 11.
Heaviside, O. 96.
Heerwagen 132.
Helmholtz, H. v. 50, 77, 132, 136.
Henry, J. 49.
Herrmann, J. 34.
Herschel, J. W. 111, 162.
Hertz, G. 118.
Hertz, H. 1 und dann an vielen Stellen.
Heusler, Fr. 11.
Hittorf, W. 29, 40.
Hoerschelmann, H. v. 164.
Hoffmann, H. 165.
Hollnagel 114.
Hondros, D. 160, 161.
Howard 133.
Huizinga, M. J. 213.
Hupka, E. 115.
Huygens, Chr. 72, 73.

Jaffé, G. 28.
Jaumann, G. 2, 73, 77, 123, 127.
Jégou, P. 212.
Jenkin 45.
Joffé, A. 30.
Joubert 210.
Joule, J. P. 26, 27, 44, 169.

Kalähne, A. 162.
Kamerlingh Onnes 26.
Kaufmann, W. 28, 193.
Kelvin 24, 40, 57, 101, 103, 122, 158, 191, 194.
Ketteler, E. 136.
Kiebitz 132.
Kirchhoff, G. 8, 57, 101, 117, 122, 158, 179.
Klatt, V. 159.
Klemenčić, I. 133, 202.
Klupathy, E. 30.
Knoblauch 112.
Knochenhauer 82.
Koch, P. P. 114.
König, W. 50, 53, 108.
Kohlrausch, F. 71.
Kohlrausch, R. 71.
Koláček, F. 78, 128, 136.
Kossonogoff, J. 143.
Kramers, H. A. 120.
Kundt, A. 90, 91, 138.
Kurz, K. 198.

Lamotte, M. 132.
Lampa, A. 113, 135.
Lang, V. v. 161, 162, 207.
Langley 27.
Laplace 5.
Laue, M. v. 110, 115, 127.
Lebedew, P. 82, 113, 134, 135, 202.
Lecher, E. 92, 93, 132, 158, 177, 191, 202, 203.
Leibniz 117.
Lenard, P. 139, 159, 199.
Lenz 45.
Lichtenberg 51, 52.
Lieben, R. v. 214.
Lindman, K. F. 135.
Lloyd 101.
Lodge, O. 49, 59, 112, 133, 191, 205, 207, 208.
Lommel, v. 123.
Lucas 203.
Lyman, Th. 114.

Mach, E. 8, 81.
Mach, L. 81.
Mack, K. 134.
Macků 130.
Magri 50, 58.
Malus 73.
March, A. 117.
Marconi, G. 181, 215.
Martienssen, O. 59.
Marx, E. 193, 196.
Masing 188.
Maxwell, J. C. 1 u. dann an vielen Stellen.
Mazzotto, D. 132.
Meissner, A. 133, 197.
Melloni 112.
Meyer, St. 11.
Mie, G. 2, 143, 188.
Millikan, R. A. 114.
Möller, H. G. 199, 215.
Moore, B. E. 204.
Moser, J. 177.

Neesen, F. 128, 160.
Neklepajew, N. 82.
Nernst, W. 28, 60, 145.
Neumann, F. 73, 74, 78, 145.
Newton, I. 2, 3, 6, 72, 75, 101, 111, 117, 126, 138, 156.
Nichols, E. F. 113, 139, 143.
Nordström, G. 2.
Norst, E. VII.

Oberbeck, A. 127, 128, 130.
Oersted 5, 31, 32.
Ohm, G. S. 26 ff.

Pfaundler, L. v. 27, 115.
Pflüger, A. 138.
Pieck, V. 188.
Planck, M. 4, 117, 119, 120, 127.
Plinius 79.
Pockels, F. 143.

Poggendorff, J. C. 72, 111.
Pohl, R. 114.
Poincaré, H. 122.
Popoff 181, 207.
Poulsen, V. 190, 192, 195, 209, 210.
Poynting, J. H. 96, 146, 148, 151, 171.
Pyke 200.

Quincke, G. 162.

Radaković, M. VII.
Rayleigh 128, 160, 162.
Reich, M. 191.
Reiche, F. 117.
Reinig, K. 50.
Rendahl, R. H. 190.
Richardson, O. W. 193, 196.
Richarz, F. 11, 41, 53, 116.
Righi, A. 112, 113, 134, 135, 204, 207.
Ritter, J. W. 112.
Ritter, R. 202, 203.
Rive, L. de la 113, 122, 123, 124.
Römer, O. 80.
Röntgen, W. C. 31, 32, 114.
Rosenberger, B. 2, 32.
Roux, le 138.
Rowland, H. A. 30.
Rubens, H. 72, 111, 113, 114, 139, 140, 141, 142, 143, 178, 179, 180, 181, 202.
Rubinowicz, A. VII, 119, 120.
Rüdenberg, H. 156.
Ruhmer, E. 53.
Ruhmkorff 44.
Rutherford, E. 115, 118, 215.
Rybczynski, W. v. 163.

Sachs, J. S. 207.
Salcher, P. 81.
Sarasin, E. 113, 122, 123, 124.
Savart 5.
Savary 49.
Schaefer, Cl. 107, 135.
Schaum, K. 204.
Schiller, N. 50.
Schlömilch, O. 28, 211.
Schmidt, G. C. 24, 40.
Schmidt, W. 158.
Schriever, O. 161.
Schrödinger, E. 139.
Schulze, F. A. 204.
Schumann, V. 114.
Schwarzschild, K. 120.
Scotti, C. 144.
Seddig, M. 13, 22.
Seebeck 112.
Seibt, G. 204.
Sellmeier, W. 128, 130, 136, 138.
Settnick, C. 188.
Siegbahn, M. 115.
Siemens, W. v. 98.
Simon, H. 60.
Simon, H. Th. 184, 191, 192, 193.
Smekal, A. 114.
Snellius 75.
Sommerfeld, A. 4, 114, 115, 117, 119, 120, 149, 150, 153, 163, 164, 177.
Spohn, H. 135.
Starck, W. 11.
Stark, J. 120, 193.
Stefan, J. 177.
Stokes, G. G. 118.
Streintz, F. 213.
Székely de Doba, A. 28, 211, 212, 213.

Tesla, N. 59, 60, 83, 86, 200.
Thomas, P. H. 156.
Thomson, J. J. 158, 177, 193.
Thomson, W. s. Kelvin.
Toepler, A. 83.

Uller, K. 149.

Valentiner, S. 117.
Vogel, H. 129.
Voigt, W. 160.
Vos, M. 188.

Wagner, E. 115.
Wagner, K. W. 133, 137, 156, 157, 193.
Walter 114.
Weber, R. 162.
Weber, W. 29, 71.
Wehnelt, A. 41, 56, 102, 184, 196.
Weinstein, B. 5, 62, 72.
Weyl, H. 2.
Wheatstone 98.
Wiedemann, E. 177.
Wiedemann, G. 49, 110.
Wien, M. 87, 124, 128, 129, 130, 133, 188, 189, 192, 200.
Wiener, O. 59, 144, 145.
Wiesinger 188.
Winawer 159.
Wind 114.
Wood, R. W. 113, 120, 123, 124, 127, 138, 139, 143, 144.

Young, Th. 72.
Yule, G. U. 158.

Zahn, H. 161.
Zeeman, P. 120, 158.
Zehnder, L. 133, 134, 203.
Zenneck, J. 41, 53, 163, 187, 190, 193, 201.
Zeynek, R. v. 60.
Ziegler, W. 41, 53.

UNIVERSITY OF ILLINOIS-URBANA
537.1G27E2 C002
ELEKTROMAGNETISCHE SCHWINGUNGEN UND WELL
3 0112 007451666